



# Caractérisation expérimentale de la dynamique du décollement de couche limite induit par un gradient de pression adverse et un effet de courbure

Fawzi Fadla

## ► To cite this version:

Fawzi Fadla. Caractérisation expérimentale de la dynamique du décollement de couche limite induit par un gradient de pression adverse et un effet de courbure. Autre. Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambresis, 2014. Français. NNT : 2014VALE0022 . tel-01206111

**HAL Id: tel-01206111**

**<https://theses.hal.science/tel-01206111>**

Submitted on 28 Sep 2015

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**Thèse de doctorat**

**Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de  
VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRÉSIS**

**Spécialité : Mécanique**

**Présentée et soutenue par**

**Fawzi FADLA**

**Le 05/09/2014, à Valenciennes**

**École doctorale :**

Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

**Équipe de recherche, Laboratoire :**

Laboratoire de Thermique, Écoulement, Mécanique, Mise en forme, PrOduction (TEMPO)

---

**CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DE LA DYNAMIQUE  
DU DÉCOLLEMENT DE COUCHE LIMITE INDUIT PAR UN GRADIENT  
DE PRESSION ADVERSE ET UN EFFET DE COURBURE**

---

**JURY**

**Président du jury**

– Monnoyer, François. Professeur. Tempo, Université de Valenciennes.

**Rapporteurs**

– Robinet, Jean-Christophe. Professeur. Dynfluid, Ensam, Paris.  
– Vauquelin, Olivier. Professeur. Iusti, Université Aix-Marseille.

**Examineurs**

– Laval, Jean-Philippe. Chargé de recherche Cnrs, HDR. LmL, Université Lille.  
– Champmartin, Stéphane. Maître de Conférences. Lampa, Ensam, Angers.

**Directeur de thèse**

– Keirsbulck, Laurent. Maître de Conférences, HDR. Tempo, Université de Valenciennes.



*« L'hypothèse est chose fragile, Le fait est un meilleur soutien. »*  
HENRI FRÉDÉRIC AMIEL

# ■ Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier chaleureusement mon directeur de thèse M. Laurent KEIRSBULCK de m'avoir accordé sa confiance dès mon premier pas au sein du laboratoire, d'avoir mis à ma disposition tous les moyens et équipements nécessaires, et également de m'avoir consacré beaucoup de son temps sans jamais se lasser de mes innombrables interrogations. Les nombreuses discussions enrichissantes que nous avons eues ainsi que ses conseils sont pour beaucoup dans la réussite de ce travail. J'ai apprécié sa capacité d'analyse et son enthousiasme, et loin du scientifique, j'ai découvert aussi un homme sympathique ainsi que sa petite famille que j'ai eu la chance de connaître de près. Pour tout cela merci.

Une pensée à mon co-directeur de thèse M. Larbi LABRAGA qui nous a quitté après une longue bataille contre la maladie.

Je remercie aussi M. Laurent DUBAR directeur du laboratoire TEMPO pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe DF2T et M. François MONNOYER pour sa participation au jury.

Je remercie cordialement M. Jean-Christophe ROBINET et M. Olivier VAUQUELIN pour m'avoir fait l'honneur d'accepter d'être rapporteurs de cette thèse. Je souhaite adresser également mes remerciements à M. Jean-Philippe LAVAL et M. Stéphane CHAMPMARTIN d'avoir fait l'honneur d'examiner mon travail.

J'adresse mes remerciements à toute l'équipe DF2T : les enseignants-chercheurs, les techniciens et mes collègues doctorants pour tous les échanges techniques, scientifiques ainsi que pour leur accueil chaleureux et leur sympathie pendant ces trois années de thèse. Je tiens tout particulièrement à saluer Hadrien BAUDUIN. Il est difficile de trouver des qualificatifs assez forts pour souligner sa gentillesse, son humilité et sa patience à prodiguer des conseils pertinents. Je passe ensuite une dédicace spéciale à tous les jeunes gens que j'ai eu le plaisir de côtoyer durant ces quelques années à savoir, Rogelio, Nabil, Grégoire, David, Jean-Michel, Marc, Hervé et Jesse. Je remercie particulièrement M<sup>me</sup> Sabine GUILAIN pour sa sympathie, sa bonne humeur et sa disponibilité.

Enfin, j'adresse une profonde pensée à mon papa décédé. Je souhaite remercier ma famille et ma belle-famille pour leur soutien constant. Cette thèse, aboutissement de longues années d'études, je la dois beaucoup à mes sœurs et à mes frères exceptionnels avec qui j'ai vécu dans un climat toujours serein. Je souhaite bien évidemment remercier mon extraordinaire femme qui m'épaula maintenant depuis 2 ans et sans qui rien n'aurait été possible. Ces remerciements ne peuvent s'achever sans une pensée pour ma première fan : ma mère. Sa présence et ses encouragements sont pour moi les piliers fondateurs de ce que je suis et de ce que je fais, pour tout cela je lui dédie cette thèse.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>i</b>
<b>Table des figures</b>	<b>4</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>8</b>
<b>Notations</b>	<b>9</b>
<b>Avant propos</b>	<b>12</b>
<b>Introduction</b>	<b>13</b>
<b>1 Généralités et aperçu historique sur les écoulements décollés</b>	<b>17</b>
1.1 Concept de couche limite et origine du phénomène de décollement . . . . .	17
1.1.1 Notion de “couche limite” et mise en équation . . . . .	18
1.1.1.1 Grandeurs associées à la couche limite . . . . .	18
1.1.1.2 Mise en équation de la couche limite . . . . .	19
1.1.2 Décollement d’une couche limite . . . . .	20
1.1.2.1 Conditions de décollement du fluide . . . . .	20
1.1.2.2 Bref commentaire sur l’influence du taux de turbulence amont . . . . .	21
1.1.3 Cause physique à l’origine du décollement de couche limite . . . . .	22
1.2 Phénoménologie et impact socio-économique . . . . .	23
1.2.1 Le décollement : un phénomène physique néfaste . . . . .	23
1.2.2 Conséquences du décollement de la couche limite . . . . .	23
1.2.2.1 Sillage des corps non profilés (corps épais) . . . . .	23
1.2.2.2 Surfaces portantes . . . . .	23
1.2.3 Exemple d’applications potentiellement impactées . . . . .	24
1.2.4 Enjeux économiques associés . . . . .	26
1.3 Aperçu historique du phénomène de décollement . . . . .	27
1.3.1 Le résumé d’une longue histoire... . . . .	27
1.3.2 Et aujourd’hui... . . . .	28
<b>2 Physique du décollement de couche limite</b>	<b>30</b>
2.1 Configurations types et précautions à prendre pour l’étude du décollement . . . . .	30
2.1.1 Différentes géométries pour l’étude dynamique du décollement . . . . .	31
2.1.2 Remarque sur les difficultés expérimentales d’investigation . . . . .	32
2.2 Mécanismes physiques associés au décollement . . . . .	33
2.2.1 Modèle idéalisé d’évolution dynamique du décollement . . . . .	33
2.2.2 Mécanismes instables induits et leurs origines . . . . .	34
2.2.2.1 Oscillation de Kelvin-Helmholtz . . . . .	35
2.2.2.2 Lâcher tourbillonnaire de Bénard-Von Kármán . . . . .	36
2.2.2.3 Phénomène de battement et questionnement sur ses origines . . . . .	37
2.2.3 Comportement dynamique à nombre de Reynolds très faibles et modérés . . . . .	37
2.2.3.1 Évolution du bulbe décollé et de la longueur de décollement . . . . .	37
2.2.3.2 Gammes de fréquences caractéristiques associées aux instabilités . . . . .	38
2.2.3.3 Instabilités transversales/tridimensionalisation . . . . .	41

2.2.4	Scénario dynamique et évolution présumée suivant le régime d'écoulement . . . . .	41
2.3	Remarque sur le décollement induit par un effet de courbure . . . . .	43
2.3.1	Sensibilité aux conditions amont . . . . .	43
2.3.2	Interaction avec les structures de la turbulence . . . . .	43
2.3.3	Intérêt scientifique et applicatif . . . . .	43
2.4	Bref clin d'oeil sur les stratégies de contrôle des décollements . . . . .	45
2.4.1	Différentes stratégies de contrôle . . . . .	45
2.4.2	Idée générale : stimuler la couche de cisaillement . . . . .	45
2.4.3	Liens entre dynamique et contrôle . . . . .	46
2.5	Questions ouvertes et stratégie de recherche . . . . .	47
2.5.1	Questions ouvertes . . . . .	47
2.5.2	Stratégie de l'étude . . . . .	47
<b>3</b>	<b>Outils d'investigation expérimentaux</b>	<b>49</b>
3.1	Dispositif expérimental . . . . .	49
3.1.1	Canal hydrodynamique polarographique . . . . .	49
3.1.2	Géométrie d'obstacle étudiée . . . . .	51
3.2	Moyens de mesure expérimentaux . . . . .	51
3.2.1	Méthodes optiques . . . . .	51
3.2.1.1	Visualisations par caméra rapide . . . . .	51
3.2.1.2	Anémométrie laser à effet Doppler . . . . .	52
3.2.1.3	Vélocimétrie par images de particules . . . . .	52
3.2.1.4	Vélocimétrie volumétrique 3 composantes . . . . .	55
3.2.2	Méthode électrochimique . . . . .	57
3.2.2.1	Principe de la méthode . . . . .	57
3.2.2.2	Mise en œuvre de la méthode et instrumentation de l'obstacle . . . . .	61
3.2.3	Synthèse avantages/défauts des techniques de mesure utilisées . . . . .	62
3.3	Méthodes de traitements . . . . .	63
3.3.0.1	Densité de probabilité . . . . .	63
3.3.1	Analyses corrélatoire et spectrale . . . . .	64
3.3.1.1	Fonction de corrélations . . . . .	64
3.3.1.2	Densité spectrale de puissance . . . . .	64
3.3.2	Méthodes de détection des structures cohérentes . . . . .	65
3.3.2.1	Module de vorticité . . . . .	65
3.3.2.2	Critère $Q$ . . . . .	65
3.3.2.3	Critère $I_2$ . . . . .	66
3.3.2.4	Critère spécifique utilisé dans notre étude . . . . .	66
3.3.3	Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres . . . . .	67
3.3.3.1	Fondements Historiques . . . . .	68
3.3.3.2	Principe . . . . .	68
3.3.3.3	Application aux champs de vitesse . . . . .	69
<b>4</b>	<b>Topologie et analyse statistique de l'écoulement décollé</b>	<b>70</b>
4.1	Préambule . . . . .	70
4.1.1	Caractéristique de l'écoulement en amont de l'obstacle 2D . . . . .	71
4.1.2	Paramètres généraux d'essai . . . . .	71
4.2	Topologie de l'écoulement décollé en aval de l'obstacle 2D . . . . .	72
4.2.1	Existence et étendue de la zone décollée . . . . .	73
4.2.1.1	Champ de vitesse dans le plan médian . . . . .	73
4.2.1.2	Longueur de décollement (ou longueur de recirculation) . . . . .	75
4.2.1.3	Coefficient de frottement le long de la ligne médiane de l'obstacle . . . . .	78
4.2.2	Caractérisation de la couche de cisaillement . . . . .	78
4.2.2.1	Position moyenne de la couche cisailée induite par le décollement . . . . .	78
4.2.2.2	Grandeurs caractéristiques de la couche de cisaillement . . . . .	79
4.2.3	Comportement transversal de l'écoulement de retour/Bidimensionalité . . . . .	81
4.3	Identification des zones de forte activité . . . . .	81
4.3.1	Pics d'activité fluctuante dans le plan médian . . . . .	82
4.3.1.1	Tensions de Reynolds associées aux composantes normale et longitudinale . . . . .	82
4.3.1.2	Évolution de l'énergie cinétique turbulente . . . . .	86
4.3.2	Taux de fluctuations de frottement à la paroi . . . . .	90
4.3.3	Répartition transversale des fluctuations de vitesse . . . . .	91

4.4	Note importante concernant les comparaisons de données PIV et DNS . . . . .	92
4.4.1	Liens entre la résolution PIV et les structures à petites échelles . . . . .	92
4.4.2	Comparaison PIV/DNS . . . . .	93
4.5	Synthèse . . . . .	95
<b>5</b>	<b>Caractérisation instationnaire de l'écoulement décollé</b>	<b>96</b>
5.1	Mise en évidence de l'activité tourbillonnaire . . . . .	96
5.1.1	Visualisation du phénomène à nombres de Kármán modérés . . . . .	96
5.1.2	Persistance de l'activité à plus haut nombre de Kármán . . . . .	97
5.2	Comportement dynamique de l'écoulement décollé . . . . .	99
5.2.1	Analyse spectrale . . . . .	99
5.2.1.1	Exploration dans le voisinage du bulbe décollé . . . . .	99
5.2.1.2	Signatures spectrales pariétales . . . . .	100
5.2.1.3	Synthèse des émergences . . . . .	102
5.2.2	Analyse corrélatoire . . . . .	103
5.2.2.1	Cohérence spatio-temporelle de vitesse dans le champ . . . . .	103
5.2.2.2	Empreinte dynamique à la paroi . . . . .	107
5.2.2.3	Dynamique d'advection . . . . .	109
5.2.3	Analyse modale des champs de vitesse . . . . .	109
5.2.3.1	Principe et philosophie d'étude . . . . .	109
5.2.3.2	Contribution énergétique modale et modes associées . . . . .	111
5.2.3.3	Identification du phénomène de battement du bulbe décollé . . . . .	115
5.3	Synthèse . . . . .	116
<b>6</b>	<b>Caractéristiques physiques et dynamique tourbillonnaire secondaire</b>	<b>117</b>
6.1	Localisation des occurrences et éléments dimensionnels . . . . .	117
6.1.1	Principale zone de détection . . . . .	118
6.1.2	Diamètre moyen des structures cohérentes induites . . . . .	119
6.1.3	Vitesse d'advection . . . . .	119
6.1.4	Répartition des échelles pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	121
6.2	Mécanismes dynamiques secondaires . . . . .	123
6.2.1	Appariements tourbillonnaires . . . . .	123
6.2.1.1	Rôle du battement de la couche cisailée . . . . .	126
6.2.1.2	Effets Reynolds . . . . .	127
6.2.2	Dynamique tourbillonnaire au sein du bulbe décollé . . . . .	130
6.3	Synthèse . . . . .	131
	<b>Conclusion générale et perspectives</b>	<b>132</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>137</b>
	<b>Annexes</b>	<b>143</b>
	<b>A Production scientifique</b>	<b>143</b>
	<b>B Essais préliminaires en configuration de couche limite</b>	<b>144</b>
	<b>C Décomposition des fluctuations de frottement à la paroi</b>	<b>146</b>
C.1	Analyse modale des fluctuations de frottement à la paroi . . . . .	146
C.2	Décomposition des fluctuations de frottement à la paroi par ondelettes . . . . .	150

# Table des figures

1.1	Différentes régions et régimes de la couche limite. . . . .	18
1.2	Caractéristique d'une séparation turbulente avec la présence d'une recirculation moyenne. . .	20
1.3	Evolution de zone décollée. . . . .	21
1.4	Différents types de décollements : Rupture de pente/geometry-induced separation (à gauche) - Gradient de pression/pressure gradient-induced separation (à droite). . . . .	22
1.5	Décollement caractéristique en aval de l'obstacle profilé ou non. . . . .	23
1.6	Quelques applications industrielles impactées par le phénomène de décollement. . . . .	25
1.7	Illustration du transport de particules dans le cas des mouvements dunaires éoliens. . . . .	26
1.8	Schéma de la position du point de décollement et profil de vitesse associée proposé pour la première fois par <a href="#">B.S. Stratford</a> [15] en 1959. . . . .	28
1.9	Vue schématique du modèle bidimensionnel et stationnaire de décollement de couche limite. . .	28
1.10	Vue schématique du modèle bidimensionnel prenant en compte le comportement instationnaire du décollement de couche limite. . . . .	29
2.1	Décollement sur plaque épaisse ( <a href="#">Cherry et al.</a> [10]) . . . . .	31
2.2	Décollement sur une marche descendante ( <a href="#">Saleel et al.</a> [38]) . . . . .	31
2.3	Décollement induit par un effet de courbure/gradient de pression ( <a href="#">Passaggia et al.</a> [31]) . .	32
2.4	Intrusivité de certaines techniques de mesure. . . . .	32
2.5	Représentation schématique de l'évolution dynamique laminaire/turbulent du décollement. .	33
2.6	Schéma des instabilités absolues et convectives ; (a) La perturbation croît sur place : l'instabilité est dite absolue, (b) La perturbation croît tout en étant advectée avec l'écoulement : l'instabilité est dite convective ([12], [116]). . . . .	34
2.7	Amplification d'une déformation initiale dans une couche de cisaillement. . . . .	35
2.8	Évolution du détachement tourbillonnaire dans le cas de l'écoulement impactant radialement sur un cylindre. . . . .	36
2.9	Hypothèse du feedback pour le flapping. . . . .	37
2.10	Illustration expérimentale de la dynamique d'un LBS. . . . .	38
2.11	Longueur de décollement . . . . .	38
2.12	Émergences typiques mises en évidence par les contenus spectraux de vitesse . . . . .	39
2.13	Densité spectrale de puissance (P.S.D.) (d'après <a href="#">Passaggia</a> [31]). Les nombres de Reynolds sont basés dans cette étude sur l'épaisseur de déplacement. . . . .	39
2.14	Densités spectrales des fluctuations, en différents points d'une plaque épaisse, de la vitesse longitudinale (représentation Log-linéaire, à gauche et Log-Log, au centre) et de la pression fluctuante (à droite). D'après <a href="#">Tenaud et al.</a> [29]. . . . .	40
2.15	Spectre de pression et de vitesse en différents points d'un écoulement décollé en configuration de plaque épaisse. D'après <a href="#">Cherry et al.</a> [10]. . . . .	41
2.16	Instabilités transversales (modulation). . . . .	42
2.17	Historique du développement des instabilités induites en fonction du nombre de Reynolds. .	42
2.18	Influence de l'écoulement amont sur la dynamique du décollement. Écoulement non perturbé (1) et perturbé (2) - (d'après <a href="#">Dovgal</a> [37]) . . . . .	43
2.19	Influence de l'effet de courbure sur le décollement d'un corps épais (corps de Ahmed, d'après <a href="#">Thacker</a> [45]). . . . .	44
3.1	Canal hydrodynamique polarographique. . . . .	50
3.2	Caractéristiques du banc d'essai. . . . .	50

3.3	Définition géométrique de l'obstacle 2D étudié (vue du coté).	51
3.4	Configurations PIV ; (a) haute et (b) basse cadence.	53
3.5	Configurations PIV.	54
3.6	Schéma de principe de la V3v.	55
3.7	Principe du suivi de particules et du ré-échantillonnage volumique.	56
3.8	Système V3v.	56
3.9	Schéma de principe de la méthode électrochimique.	58
3.10	Illustration des deux méthodes de correction.	60
3.11	Positions des sondes électrochimiques le long de l'obstacle 2D étudié.	61
3.12	Instrumentation de la maquette et caractérisation du palier de diffusion contrôlé.	62
3.13	Densité de probabilité et probabilité associée.	63
3.14	Méthode de délimitation structurale.	67
4.1	Prospection de l'écoulement dans le plan médian en vue du choix d'une position caractéristique de l'écoulement non perturbé en amont de l'obstacle (les symboles font référence au <a href="#">TABLEAU 4.1</a> ).	71
4.2	Profils caractéristiques de l'écoulement amont.	72
4.3	Champs de vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par $U_b$ obtenus dans le plan de symétrie pour divers nombres de Kármán significatifs ( $Re_\tau = 60$ à $605$ ).	74
4.4	Champs de vitesse normale moyenne adimensionnée par $U_b$ obtenus dans le plan de symétrie pour divers nombres de Kármán significatifs ( $Re_\tau = 60$ à $605$ ).	75
4.5	Détermination de la position du point de décollement/recollement pour $Re_\tau = 125$ .	76
4.6	Densité de probabilité pour $Re_\tau = 125$ ; (a) Avant le décollement-position 1, (b) au décollement-position 2 et (c) Après le décollement-position 3.	76
4.7	Étendue moyenne du décollement le long de l'obstacle.	77
4.8	Caractéristiques de la couche de cisaillement le long de l'obstacle.	79
4.9	Paramètres caractéristiques de la couche de cisaillement pour différents nombres de Kármán.	80
4.10	Étendue du volume de mesure calibré (a), Isosurface de vitesse nulle pour $Re_\tau = 60$ (b), pour $Re_\tau = 125$ (c).	81
4.11	Valeurs r.m.s des fluctuations de vitesse de la composante longitudinale adimensionnée par $u_\tau$ pour $Re_\tau = 60$ à $605$ (respectivement de (a) à (j)). Le symbole + localise les positions des valeurs maximales.	83
4.12	Valeurs r.m.s des fluctuations de vitesse de la composante normale adimensionnée par $u_\tau$ pour $Re_\tau = 60$ à $605$ (respectivement de (a) à (j)). Le symbole + localise les positions des valeurs maximales.	84
4.13	Tension de Reynolds croisée $\overline{u'v'}$ adimensionnée par $u_\tau^2$ pour $Re_\tau = 60$ à $605$ (respectivement de (a) à (j)). Le symbole + localise les positions des valeurs maximales.	85
4.14	Rapport des contraintes turbulentes normale et longitudinale pour $Re_\tau = 60$ .	86
4.15	Isocontours de l'énergie cinétique turbulente partielle $\tilde{k}_{uv}$ pour différents nombres de Kármán. Les positions des maximums de $\tilde{k}_{uv}$ sont représentées par des croix.	87
4.16	Isocontours de l'énergie cinétique turbulente totale adimensionnée par $U_b^2$ pour $Re_\tau = 125$ .	88
4.17	Isocontours de la production d'énergie cinétique turbulente ( $P_{rod}$ ) en fonction du nombre de Kármán ( $Re_\tau = 60$ à $605$ respectivement de (a) à (j)). Échelle des isocontours arbitraire. Les positions des maxima sont représentées par des croix.	89
4.18	Valeurs absolues du taux de fluctuations du frottement pariétal le long de l'obstacle pour divers nombres de Kármán ( $Re_\tau = 165, 375$ et $605$ ). La ligne continue désigne les simulations DNS. En médaillon et à titre d'exemple, les séries temporelles prises simultanément en différentes positions le long de l'obstacle pour le nombre de Kármán $605$ .	90
4.19	Schéma et répartition transversale des fluctuations de vitesse $\sqrt{w'^2}/u_\tau$ pour $Re_\tau = 60$ de $y^* = 1$ (b) à $9$ (j) toutes les unités.	92
4.20	Résolution spatiale PIV et échelle de Kolmogorov.	93
4.21	Isocontours des r.m.s. de vitesse longitudinale ( $u_{rms}/u_\tau$ ) : (a) PIV à $Re_\tau = 165$ ; (b) DNS à $Re_\tau = 187$ ; (c) PIV à $Re_\tau = 375$ ; (d) DNS à $Re_\tau = 395$ ; (e) PIV à $Re_\tau = 605$ ; (f) DNS à $Re_\tau = 617$ .	94
4.22	Isocontours des r.m.s. de vitesse normale ( $v_{rms}/u_\tau$ ) : (a) PIV à $Re_\tau = 165$ ; (b) DNS à $Re_\tau = 187$ ; (c) PIV à $Re_\tau = 375$ ; (d) DNS à $Re_\tau = 395$ ; (e) PIV à $Re_\tau = 605$ ; (f) DNS à $Re_\tau = 617$ .	95
5.1	Visualisations par tomoscopie laser pour la plage de nombres de Kármán allant de $60$ à $555$ (écoulement de la gauche vers la droite).	97

5.2	Évolution de l'activité tourbillonnaire en fonction du nombre de Kármán, mise en évidence par des clichés instantanés de vorticité représentatifs de l'état de l'écoulement tourbillonnaire décollé. . . . .	98
5.3	P.S.D. des fluctuations de vitesse normale. . . . .	100
5.4	P.S.D. prémultipliées des fluctuations de frottement pariétales pour divers nombres de K�rman en fonction de $x/L_R$ . Les symboles + marquent les pics émergents. La ligne verticale en pointillé souligne la valeur de fréquence adimensionnée de 0,12 et celle inclinée l'évolution des pics secondaires. Les flèches horizontales mentionnent les positions des décollements et des recollements lorsque ceux-ci sont visibles. . . . .	101
5.5	Synthèse des émergences en fonction de $x/L_R$ pour divers nombres de K�rman. . . . .	102
5.6	Cartes de corrélation $R_{12}$ (au même point et sans décalage temporel) pour divers $Re_\tau$ (125, 255, 375 et 605). . . . .	103
5.7	Cartes des différents coefficients de corrélation au point A (Situé proche du maximum de production d'énergie cinétique turbulente ( $x^\star = 3,21$ ; $y^\star = 0,63$ ) dans la couche de cisaillement) pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	104
5.8	Cartes de corrélation $R_{11}$ avec décalage temporel pour $Re_\tau = 125$ et pour différents points A( $x^\star = 3,21$ ; $y^\star = 0,63$ ), B( $x^\star = 2,26$ ; $y^\star = 0,25$ ) et C( $x^\star = 0,40$ ; $y^\star = 0,75$ ). . . . .	105
5.9	Autocorrélations longitudinales au point A pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	106
5.10	Corrélations spatio-temporelles des fluctuations de frottement pariétal $R_{\tau\tau}$ en différents points le long de l'obstacle 2D pour différents nombres de K�rman. $\zeta^\star$ étant le décalage temporel adimensionné. . . . .	107
5.11	Corrélations spatio-temporelles des fluctuations de frottement pariétal $R_{\tau\tau}$ en différents points dans la zone de décollement pour différents nombres de K�rman. $\zeta^\star$ étant le décalage temporel adimensionné. . . . .	108
5.12	Cartographie des vitesses d'advection obtenues par analyse corrélatoire, (a) $Re_\tau = 125$ , (b) $Re_\tau = 255$ , (c) $Re_\tau = 375$ , (d) $Re_\tau = 605$ . . . . .	109
5.13	Energie associée aux modes POD en fonction du nombre de K�rman. . . . .	110
5.14	Fonctions propres $\Phi_u^{(i)}$ et $\Phi_v^{(i)}$ pour $n = 1$ � 5 (cinq premiers modes) et pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	112
5.15	Signaux et contenus spectraux du mode 1 et de l'ensemble des autres modes au point $x^\star = 3.9$ , $y^\star = 0.4$ pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	113
5.16	Fonction propre $\Phi_u^{(1)}$ pour divers nombres de K�rman. . . . .	113
5.17	Modélisation d'ordre réduit des modes POD pour $Re_\tau = 125$ . Colonne de gauche : champs instantanés sélectionnés en fonction de leur coefficient $a^{(1)}$ . Colonne de droite : modélisation d'ordre bas des champs instantanés � partir du premier mode. . . . .	114
5.18	Norme de la vitesse adimensionnée par $U_b$ correspondant aux minima et maxima de $a^{(1)}$ respectivement pour les nombres de K�rman $Re_\tau = 125, 255, 375, 500$ et $605$ . Colonne de gauche : minima. Colonne de droite : maxima. . . . .	115
6.1	Nombre de structures cohérentes détectées par image pour divers nombres de K�rman. . . . .	118
6.2	Diamètre moyen des structures détectées adimensionnées ( $D^\star$ ) pour divers nombres de K�rman. . . . .	120
6.3	Visualisation d'écoulements pour le plus faible nombre de K�rman �tudi� ( $Re_\tau = 60$ ). La croix montre le centre tourbillonnaire de la structure � grande échelle suivie dans le temps. L'échelle représentée sur la figure correspond � la hauteur du canal plan ( $H$ ). . . . .	121
6.4	Cartographie des vitesses d'advection obtenues par le biais de l'algorithme de suivi de structures, (a) $Re_\tau = 125$ , (b) $Re_\tau = 255$ , (c) $Re_\tau = 375$ , (d) $Re_\tau = 605$ . . . . .	121
6.5	Zones isolées (Position 1-Zone de recirculation, Position 2-Couche de cisaillement) pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	122
6.6	Répartition des tailles de structure (diamètre moyen adimensionné par la demi-hauteur du canal) pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	122
6.7	Répartition des vitesses d'advection ( $m/s$ ) pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	123
6.8	Appariement de deux tourbillons illustré par des contours de la vorticité. D'après <a href="#">Lin et al. [99]</a> . . . . .	123
6.9	Isocontours de vorticité montrant une séquence d'appariement tourbillonnaire collectif extraits des essais de TR-PIV pour $Re_\tau = 125$ . Les croix modélisent les centres tourbillonnaires des structures A et B. Le temps entre deux clichés est de $\Delta t = 13,3ms$ . . . . .	124
6.10	Amplitude des fluctuations de vitesse normale le long de la couche de cisaillement pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	125
6.11	Illustration du rôle de l'oscillation de la couche de cisaillement dans l'apparition du phénomène d'appariement � travers un cliché fluctuant de vitesse pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	126
6.12	Champs fluctuants de vorticité pour $Re_\tau = 125, 255, 375$ et $605$ . . . . .	127
6.13	Séquence de clichés fluctuants de vorticité extraits de la TR-PIV pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	128



6.14	Séquence de clichés fluctuants de vorticit�� extraits de la TR-PIV pour $Re_\tau = 125$ (suite). . .	129
6.15	Clich�� d'un champ de vitesse fluctuante pour $Re_\tau = 125$ illustrant le m��canisme dynamique induisant des mouvements tourbillonnaires vers l'amont dans la zone de recirculation. . . .	130
6.16	Sch��ma de principe de l'approche exp��rimentale envisag��e dans la continuit�� de ces travaux de th��se . . . . .	135
B.1	Configuration d'essai de couche limite (Soufflerie). . . . .	144
B.2	R��sultats qualitatifs de faisabilit�� r��alis��s en soufflerie. . . . .	145
C.1	��nergie cumul��e et modes POD pour $Re_\tau = 125$ (croix noires) et 375 (croix grises). . . . .	147
C.2	Reconstruction POD des fluctuations de frottement mesur��es sur les 5 positions : (a) Reconstruction par modes de mani��re ind��pendante par voie ; (b) Densit�� spectrale de puissance pr��multipli��e pour les cinq modes ainsi que pour le signal d'origine par voie pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	148
C.3	D��composition spectrale des hautes et basses fr��quences. P.S.D pr��multipli�� des fluctuations de frottement pour la sonde 2 �� $Re_\tau = 125$ . . . . .	149
C.4	(a) Spectre d'ondelettes d'un signal fluctuant de frottement, (b) Spectres pr��multipli��s filtr��s par niveau d'ondelettes et seuillage du r��sidu montrant la possibilit�� de s��parer les modes de battement et d'��chappement tourbillonnaire contenus dans les signaux pari��taux de frottement. . . . .	150

# I Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques d'acquisition. . . . .	53
3.2	Paramètres d'acquisition. . . . .	54
3.3	Caractéristiques générales des différentes techniques de mesure. . . . .	63
4.1	Paramètres de l'écoulement moyen. . . . .	72
4.2	Paramètres caractéristiques de la zone décollée. Le symbole $\star$ désignant l'adimensionnement par la demi-hauteur du canal $H/2$ . . . . .	77

# ■ Notations

## Abréviations

Symbole	Description
LDV	Vélocimétrie Laser à effet Doppler
DNS	Simulation Numérique Directe
MELEC	Méthode Electrochimique
PIV	Vélocimétrie par Images de Particules
SR-PIV	PIV à haute résolution spatiale
TR-PIV	PIV à haute résolution temporelle
V3V	Vélocimétrie Volumétrique à 3 composantes

## La configuration d'étude

Symbole	Description	Unités
$E_m$	Tension d'alimentation	<i>Volts</i>
$H$	Hauteur du canal	$m$
$h$	Hauteur de l'obstacle	$m$
$L$	Longueur de l'obstacle	$m$
$N_v$	Vitesse de rotation	$rad \cdot s^{-1}$
$Q_v$	Débit volumique	$m^3 \cdot s^{-1}$

## Le repère et les grandeurs de l'écoulement

Symbole	Description	Unités
$\delta$	Epaisseur de couche limite	$m$
$\delta_1$	Epaisseur de déplacement	$m$
$\delta_\omega$	Epaisseur de vorticité dans le repère local	$m$
$\delta_{\omega\perp}$	Epaisseur de vorticité dans le repère absolu	$m$
$\lambda$	Longueur d'onde	$m$
$\mu$	Viscosité dynamique ( $= \tau/S$ )	$Pa \cdot s$
$\nu$	Viscosité cinématique ( $= \mu/\rho$ )	$m^2 \cdot s^{-1}$
$\Omega$	Composante transversale de la vorticité	$s^{-1}$
$\omega$	Vorticité	$s^{-1}$
$\rho$	Masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$
$\tau_p$	Contrainte de cisaillement	$Pa$
$\theta$	Epaisseur de quantité de mouvement	$m$
$C_f$	Coefficient de frottement pariétal	-
$D$	Diamètre moyen des structures	$m$

$H_{12}$	Facteur de forme ( $= \delta_1/\theta$ )	-
$L_R$	Longueur de recirculation	$m$
$p$	Pression	$Pa$
$Pr$	Nombre de Prandtl ( $= \nu/\alpha = c_p\mu/k_h$ )	-
$R$	Rapport de vitesse ( $= \Delta U/2U_{moy}$ )	-
$Re_\tau$	Nombre de Kármán ( $= u_\tau h/\nu$ )	-
$Re_b$	Nombre de Reynolds ( $= U_b H/\nu$ )	-
$Re_c$	Nombre de Reynolds ( $= U_c H/2\nu$ )	-
$S$	Gradient de vitesse	$s^{-1}$
$T$	Température	$K$
$t$	Temps	$s$
$U_b$	Vitesse débitante	$m \cdot s^{-1}$
$U_c$	Vitesse au centre	$m \cdot s^{-1}$
$U_{cv}$	Vitesse de convection	$m \cdot s^{-1}$
$u_\tau$	Vitesse de frottement pariétal ( $= \sqrt{\tau_w/\rho}$ )	$m \cdot s^{-1}$
$u$	Vitesse longitudinale	$m \cdot s^{-1}$
$v$	Vitesse normale	$m \cdot s^{-1}$
$w$	Vitesse transversale	$m \cdot s^{-1}$
$x_r$	Position du point de recollement	$m$
$x_s$	Position du point de décollement	$m$
$x, y, z$	Coordonnées cartésiennes	$m$

### Les propriétés de turbulence

Symbole	Description	Unités
$k$	Energie cinétique turbulente	$m^2 \cdot s^{-2}$
$P_{rod}$	Production turbulente	$m^2 \cdot s^{-3}$
$u', v', w'$	Fluctuations de vitesse	$m \cdot s^{-1}$
$u_{rms}, v_{rms}, w_{rms}$	Ecart type des fluctuations de vitesse	$m \cdot s^{-1}$

### L'analyse spectrale et corrélateur

Symbole	Description	Unités
$E_{\tau\tau}$	Densité spectrale de puissance des fluctuations de frottement	$m^2 \cdot s^{-2} \cdot Hz^{-1}$
$E_{uu}$	Densité spectrale de puissance des fluctuations de vitesse	$m^2 \cdot s^{-2} \cdot Hz^{-1}$
$f$	Fréquence	$Hz$
$P.S.D.$	Densité spectrale de puissance	$m^2 \cdot s^{-2} \cdot Hz^{-1}$
$R_{\tau\tau}$	Corrélation Spatio-temporelle de frottement	-
$R_{i,j}$	Tenseur des corrélations spatio-temporel de vitesse	-

### La méthode électrochimique

Symbole	Description	Unités
$\mathcal{D}$	Coefficient de diffusion moléculaire	-
$A_s$	Aire de la sonde	$m^2$
$C$	Concentration molaire	$mol \cdot m^{-3}$
$I$	Courant limite de diffusion	$A$
$K$	Coefficient de transfert de masse	$m \cdot s^{-1}$
$l$	Longueur d'une sonde rectangulaire	$m$
$n$	Nombre d'électrons dans la réaction d'oxydo-réduction	-
$U_p$	Tension de polarisation	$Volts$

## Analyse modale

Symbole	Description	Unités
$\lambda^{(n)}$	Valeur propre associée au mode POD d'ordre n	-
$\Phi_{u'}^{(i)}(x,y)$	Fonctions propres spatiales de la composante u'	-
$\Phi_{v'}^{(i)}(x,y)$	Fonctions propres spatiales de la composante v'	-
$\vec{\Phi}^{(n)}(\vec{x})$	Fonction de base ou mode d'ordre n	-
$a^{(n)}(t_i)$	Coefficient modal associé au mode d'ordre n	$m \cdot s^{-1}$
$n_c$	Nombre de composantes de vitesse	-
$N_t$	Nombre total de distributions instantanées	-
$N_x$	Nombre total de positions de mesure	-

## Indices

Symbole	Description
$\infty$	Au loin
$c$	Corrigée
$max$	Valeur maximale atteinte
$min$	Valeur minimale atteinte
$q$	Quasi-stationnaire
$rms$	Root mean square (moyenne quadratique)

## Exposants

Symbole	Description
$\star$	Valeur adimensionnée par H/2
$\rightarrow$	Vecteur
$'$	Valeur fluctuante

# ■ Avant propos

Cette thèse s’inscrit dans la continuité des travaux de recherche collaboratifs débutés en 2007<sup>1</sup> sur la caractérisation et le contrôle d’écoulement décollés dans le cadre de l’opération “**Contraéro**”<sup>2</sup> du CPER CISIT<sup>3</sup>. Ces travaux rentrent également dans le cadre du projet “**CACOD**”<sup>4</sup> soutenu par les Instituts Carnot Arts. Le CISIT, clairement orienté vers le domaine des transports, qui vise à répondre efficacement aux besoins socio-économiques et à relever les défis associés aux transports durables en développant des véhicules intelligents, fiables et propres. L’objectif de la sous-tâche “Contraéro” est d’améliorer la gestion de l’énergie sur les véhicules de transport en jouant sur l’aérodynamique externe. Dans ce contexte, notre contribution dans le cadre de cette thèse est d’apporter des informations principalement issues de l’expérience sur la physique des écoulements décollés avec une attention toute particulière portée aux aspects instationnaires en lien avec les perspectives de contrôle rétroactif. Les principaux résultats de ses travaux ont également permis, au travers de la plateforme de souffleries (nouvellement créée dans le cadre du CISIT et regroupant les souffleries du LML, de l’ONERA Lille et de TEMPO) et avec le soutien du pôle de compétitivité I-TRANS, d’élaborer une proposition de projet ANR intitulée “DUNES”<sup>5</sup> en référence aux obstacles 3D.

---

1. Voir les rapports annuels du CPER CISIT [http ://www.cisit.org/sites/www.cisit.org/files/](http://www.cisit.org/sites/www.cisit.org/files/)

2. Sous-tâche 2.3.1 du **C**PER **C**ISIT

3. Contrat de Plan Etat-Région du Nord-pas-de-Calais Campus International sur la Sécurité et l’Intermodalité dans les Transports

4. **C**Aractérisation et **C**Ontrôle des écoulements **D**écollés

5. **D**ynamics of 3D **U**Nsteady flow **S**eparation

# ■ Introduction

## Motivations

Les motivations à l'origine de cette thèse sont basées sur l'approfondissement des mécanismes physiques liés à la naissance d'instabilités et d'instationnarités dans les écoulements décollés afin de mieux les modéliser et les contrôler par la suite, et cela même pour des nombres de Reynolds élevés. Ces mécanismes constituent, à ce jour, un véritable verrou scientifique, clairement identifié par la communauté, qu'il est nécessaire de lever notamment dans une perspective de contrôle. D'autre part, ces mécanismes, qui trouvent leur origine dans des régimes d'écoulements à nombre de Reynolds modéré, persistent pour des nombres de Reynolds élevés comme l'indique l'expérience physique et conduisent à une dualité de caractères physiques de l'écoulement entre deux gammes d'échelles bien différentes. L'une gouvernée par des structures cohérentes avec une dynamique qui lui est propre et l'autre pilotée par des modes globaux organisés formés à l'issue de l'amplification d'instabilités qui se développent de façon préférentielle selon des mécanismes encore mal connus ! La finalité étant de comprendre et de définir les paramètres clés caractérisant la dynamique du décollement de la couche limite. Ces paramètres pourront par la suite permettre de concevoir des modèles simplifiés reproduisant le plus fidèlement possible la dynamique des décollements. L'idée première du contrôle des décollements étant de faire "répondre" la couche cisailée induite par le décollement, la prédétermination dynamique des différents états de l'écoulement décollé ainsi que sa dépendance au régime d'écoulement est une approche nécessaire et constitue en soit un pré-requis à l'étude du contrôle des décollements. Cette approche peut potentiellement mener à des progrès déterminants et ainsi ouvrir des perspectives jusqu'alors inenvisageables sur ce thème très porteur socio-économiquement parlant du contrôle des décollements. En effet, en termes applicatifs, le décollement est présent dans une multitude d'applications industrielles. Celui-ci, par nature, détériore fortement les performances aéro- et hydro-dynamiques des systèmes interagissant avec un milieu fluide. A titre d'exemple, le secteur des transports est particulièrement concerné par l'apport scientifique de cette proposition de thèse notamment en termes de réduction des dépenses énergétiques et des émissions de polluants. Les avancées dans ce secteur font, à ce titre, partie des défis prioritaires de l'agenda stratégique "France-Europe 2020". La croissance économique de ce secteur, principalement attribuée aux transports routier et aérien, est en nette progression. A titre d'exemple, au cours des 20 prochaines années, plus de 16000 avions pourraient être construits dans le monde pour pourvoir au triplement attendu du trafic aérien ! Dès lors des avancées dans ce domaine sont nécessaires en vue d'améliorer les systèmes fluides soumis au phénomène de décollement et dont les rendements énergétiques sont de ce fait fortement détériorés. L'optimisation aérodynamique des moyens de transport du futur passera nécessairement par le contrôle actif d'écoulement. La fiabilisation de tels systèmes de contrôle ne pourra se faire que par une meilleure connaissance de la physique associée à la dynamique très complexe du phénomène de décollement de couche limite.

## Objectifs et démarche suivie dans le cadre de ce travail

L'objectif de cette thèse est d'améliorer les connaissances sur la dynamique propre du décollement en vue de définir les éléments clés à prendre en compte dans le but de concevoir un modèle simplifié et prédictif de décollement en substitution du modèle classique stationnaire et bidimensionnel. Cette thèse vise donc à combler le manque d'informations concernant les aspects instationnaires des écoulements décollés afin d'élaborer un scénario physique réaliste reproduisant le plus fidèlement possible les mécanismes dynamiques d'interaction prépondérants à l'origine des instabilités à grande échelle. D'une façon générale, le décollement intervient soit lorsque la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse qui tend à faire quitter les filets fluides de la paroi, soit par inertie lorsque les lignes de courant n'arrivent plus à suivre la paroi, suite à une discontinuité géométrique. Dans les deux cas, la topologie de l'écoulement autour du corps est alors complètement modifiée, ce qui entraîne une nouvelle répartition des forces de frottement et de pression. Cependant, aujourd'hui encore, la position du point de décollement sur des configurations académiques relativement simples telles qu'une rampe arrondie ou une bosse, bien qu'ayant une forte représentativité industrielle, est encore difficile à prévoir car le décollement, dans ce cas, n'est pas fixé par la géométrie contrairement au cas d'une marche descendante, et peut donc être potentiellement sensible à l'écoulement incident. Dès lors, l'une des questions essentielles est de savoir si le décollement, sur un écoulement soumis à la fois à un effet de courbure et à un gradient de pression adverse, peut exister en fonction de la nature de l'écoulement, ainsi que du nombre de Reynolds considéré. Nous nous proposons, dans le cadre de cette thèse, de clarifier la dynamique mise en jeu lors du décollement en régime turbulent. Ce régime d'écoulement est moins fréquemment étudié que le régime laminaire et a fait l'objet de peu d'études détaillées dans la littérature, ces études portant sur les aspects instationnaires induits par le décollement. Cette étude principalement expérimentale ouvre la voie vers des recherches sur les causes physiques du phénomène de décollement. L'accent sera notamment porté sur le comportement dynamique et fortement instable du décollement induit par une géométrie profilée 2D (appendice aérodynamique de type bosse), peu étudiée, mais incontournable en pratique. L'originalité de cette étude réside dans le fait d'étudier la dynamique d'un écoulement turbulent décollé induit à la fois par un effet de courbure et par un gradient de pression. En effet ce type de décollement, contrairement aux décollements inertiels, est potentiellement sensible aux faibles perturbations extérieures et notamment celle induites par l'écoulement amont. De ce fait, dans la littérature peu d'études expérimentales détaillent les phénomènes instationnaires sur ce type de décollement. Notre démarche de recherche consiste à décrire expérimentalement la dynamique du décollement sur cette configuration d'écoulement décollé en vue de caractériser d'une part les "effets Reynolds" et d'autre part les instabilités induites par le décollement.

## Organisation du mémoire

Ce document se subdivise en six chapitres.

Le chapitre 1 rapporte un état de l'art et un aperçu historique sur les écoulements décollés. La notion de décollement y est abordée à travers son contexte socio-économique de part son rôle important dans la dynamique des écoulements industriels.

Le second chapitre traite de la physique du décollement par le biais d'un état de l'art plus spécifiquement dédié aux aspects instationnaires et aux instabilités induites par ce phénomène. Quelques études antérieures importantes y sont développées, menant à la description des problématiques et à la stratégie de recherche adoptés dans la présente étude.

Le troisième chapitre porte sur les outils d'investigation expérimentaux sur lesquels s'appuie cette étude. Dans un premier temps, le dispositif expérimental proprement dit, c'est-à-dire, la géométrie d'obstacle ainsi



que le canal hydrodynamique fournissant l'écoulement incident, sont détaillés. Vient ensuite une description des différents moyens de mesures employés pour la caractérisation dynamique du phénomène de décollement. Nous étayons ainsi de façon assez sommaire le principe, la fidélité et surtout la complémentarité de ces méthodes de vélocimétrie (LDV, PIV résolues ou non dans l'espace ou dans le temps, V3v) et de la mesure de frottement pariétale par méthode électrochimique (MELEC). Ce chapitre se termine par une description des méthodes d'analyse (analyses corrélatoire, spectrale et outils stochastiques)...

Après une caractérisation des conditions d'essai amont, le chapitre 4 se consacre à la topologie de l'écoulement décollé d'une façon générale, avec une attention toute particulière aux effets Reynolds sur son développement. L'existence d'un tel phénomène au regard des effets inertiels n'est pas immédiat. Les interactions fortement non linéaires entre l'écoulement extérieur et l'écoulement de proche paroi dans la zone de décollement, très complexes et présentant une dynamique très riche sont également analysées. Les zones de fortes activités fluctuantes feront aussi l'objet d'une caractérisation détaillée, avec la particularité de s'intéresser au comportement transversal en moyenne. L'évolution des taux de fluctuation pariétaux est comparée aux prévisions numériques antérieures et globalement corrélée avec l'activité de l'écoulement de proche paroi. Celle-ci met en évidence un phénomène d'interaction entre les contributions hydrodynamiques et la zone de recirculation qui se manifeste par des pics d'activité très localisés.

Le chapitre 5 se concentre quant à lui sur l'analyse des instationnarités proprement dites. Cette étude constitue la suite des analyses déjà menées au chapitre précédent. Dans une première approche, l'activité tourbillonnaire naissant à très bas nombre de Reynolds sera mise en évidence par tomographie laser pour des nombres de Reynolds modérés ainsi que son existence propre à plus haut nombre de Reynolds. Son comportement dynamique sera par la suite analysé par le biais d'analyses spectrales et corrélatoires en vue de caractériser les cohérences spatio-temporelles et leur dynamique d'advection associée. Finalement, les instabilités associées à l'écoulement décollé seront identifiées et séparées des contributions hydrodynamiques par le biais d'une analyse stochastique POD.

Le dernier chapitre sera consacré à la caractérisation physique des structures cohérentes induites par le décollement et à la dynamique tourbillonnaire secondaire. La répartition des structures cohérentes induites par l'écoulement décollé ainsi que leur large gamme d'échelles sera détaillée. Cette large gamme d'échelles permettra entre autres d'expliquer le fait que les émergences détectées au chapitre précédent soient large bande. Les phénomènes d'appariement tourbillonnaire associés aux phénomènes de décollement qui s'apparentent aux appariements observés dans le cas d'une couche de mélange sont également identifiés. Finalement la mise en évidence de mouvements d'advection pariétaux dans la zone de recirculation est également reliée aux mouvements d'entraînement des structures primaires de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

Ce document se termine en présentant les conclusions générales de cette étude ainsi que les perspectives pouvant être envisagées pour poursuivre l'analyse et la caractérisation et éventuellement le contrôle des écoulements décollés.

Plusieurs documents annexes sont joints au manuscrit.

En premier lieu, la liste détaillée de la production scientifique associée à cette thèse est exposée dans l'annexe A. Bien que cette thèse porte sur une configuration d'écoulement confiné de type canal plan, des essais préliminaires de faisabilité ont également été réalisés en configuration de couche limite. Ces essais ont notamment permis de mettre en évidence le fait que la dynamique de décollement est fortement tributaire du régime d'écoulement, mais également de souligner la signature spectrale des instabilités induites. Le choix de configuration d'essai s'est par la suite orienté vers une configuration canal plan en vue notamment de s'acquitter de l'épaisseur de couche limite, qui est en soit un paramètre supplémentaire d'étude. Les principaux résultats de cette étude préliminaire sont exposés, à titre indicatif, en annexe B. Finalement une tentative d'analyse modale sur la base des signaux de frottement pariétaux pris de façon synchrone est

présentée en annexe C. Ces résultats montrent la possibilité de procéder à une séparation d'échelle à partir d'un faible nombre de prises de mesures pariétales. Mais il est nécessaire de confirmer ces résultats par un couplage champ/paroi pris de façon synchrone en associant les deux analyses modales (à la paroi et dans le champ).

# I Généralités et aperçu historique sur les écoulements décollés

## Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Concept de couche limite et origine du phénomène de décollement . . . . .</b>	<b>17</b>
1.1.1	Notion de “couche limite” et mise en équation . . . . .	18
1.1.2	Décollement d’une couche limite . . . . .	20
1.1.3	Cause physique à l’origine du décollement de couche limite . . . . .	22
<b>1.2</b>	<b>Phénoménologie et impact socio-économique . . . . .</b>	<b>23</b>
1.2.1	Le décollement : un phénomène physique néfaste . . . . .	23
1.2.2	Conséquences du décollement de la couche limite . . . . .	23
1.2.3	Exemple d’applications potentiellement impactées . . . . .	24
1.2.4	Enjeux économiques associés . . . . .	26
<b>1.3</b>	<b>Aperçu historique du phénomène de décollement . . . . .</b>	<b>27</b>
1.3.1	Le résumé d’une longue histoire... . . . .	27
1.3.2	Et aujourd’hui... . . . .	28

Nous présentons ici le cadre général du phénomène de décollement de couche limite, ainsi que ses impacts au sens socio-économique, en mettant en avant l’importance d’un tel phénomène d’un point de vue applicatif. Ce chapitre traite tout d’abord de la notion de couche limite et discute des causes physiques potentielles à l’origine du décollement de cette dernière, puis traite ensuite de l’impact socio-économique et des enjeux applicatifs ayant trait aux décollements de couche limite. Finalement, ce chapitre se clos en proposant un bref aperçu historique ayant pour but de montrer à quel point l’étude de ce phénomène a fait l’objet d’efforts permanents et cela depuis des décennies. En effet d’un point de vue purement académique, l’étude des décollements de couche limite a été et reste encore aujourd’hui un élément central de la recherche en mécanique des fluides de part ses riches et larges ramifications dans des domaines très variés dont les différentes interactions (contrôle/automatique, instabilité/mathématiques “théorie des systèmes dynamiques”, etc...) ont permis de fortes avancées au fil du temps.

## 1.1 Concept de couche limite et origine du phénomène de décollement

Avant de définir le phénomène de décollement d’un fluide d’une paroi, il est nécessaire de définir le concept de couche limite car les écoulements de paroi (wall bounded flows) sont étroitement liés par nature à la viscosité du fluide en question. Les effets visqueux à l’approche de la paroi modifient par continuité le

profil de vitesse pour que celui-ci vérifie la condition d'adhérence du fluide à la paroi. La notion de couche limite est donc incontournable dans ce contexte et une description du phénomène de décollement ne peut donc pas être effectuée dans le cadre d'un fluide parfait.

### 1.1.1 Notion de “couche limite” et mise en équation

#### 1.1.1.1 Grandeurs associées à la couche limite

Comme stipulé précédemment, lorsqu'un fluide se déplace au voisinage d'une paroi, les champs de vitesse et de pression sont perturbés par cette dernière. On qualifie de couche limite la zone de fluide contiguë à la paroi, dans laquelle se produit l'adaptation entre la vitesse nulle (condition d'adhérence) à la paroi et la vitesse du fluide extérieur non perturbé par la présence de la paroi. De nombreuses propriétés de l'écoulement dépendent de cette couche limite. Le concept de couche limite est introduit pour la première fois par Prandtl [3] en 1904. Il permet de livrer une interprétation à bon nombre de phénomènes que la théorie des fluides parfaits ne suffisait pas à expliquer. De façon plus précise, on caractérise l'épaisseur de couche limite  $\delta(x)$  par la distance vis-à-vis de la paroi où le fluide atteint la valeur de 99% de la vitesse à l'extérieure de celle-ci. La notion de couche limite est importante puisqu'elle peut déterminer le comportement de l'écoulement dans sa globalité. L'existence d'une couche limite provient des effets combinés de la viscosité et de la convection par l'écoulement moyen sur le transport de la quantité de mouvement. En prenant le cas d'un écoulement évoluant le long d'une paroi plane, la couche limite peut être discrétisée en trois régions associées à différents régimes : une couche limite laminaire, une couche limite transitoire et une couche limite turbulente (FIGURE 1.1). En progressant vers l'aval, la couche limite laminaire s'épaissit lentement ( $\sqrt{x}$ ) et joue le rôle d'amplificateur de perturbations naturelles. Lorsque ces perturbations atteignent des amplitudes suffisamment importantes, la couche limite entre dans un régime transitoire où ses caractéristiques évoluent vers celles d'une couche limite turbulente. La transition d'une couche limite vers la turbulente peut être détectée par une chute de la valeur du facteur de forme  $H_{12}$ . La couche limite turbulente est caractérisée par un épaississement plus rapide ( $x^{4/5}$ ) et des coefficients de frottements plus importants que ceux d'une couche limite laminaire.

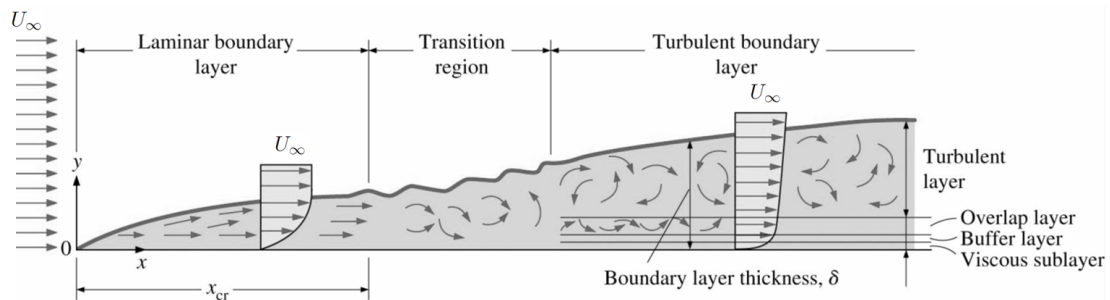


FIGURE 1.1 – Différentes régions et régimes de la couche limite.

Les équations de Navier-Stokes nécessitent des simplifications pour pouvoir être résolues analytiquement dans certains cas particuliers. En considérant un écoulement dont les effets d'inertie sont plus importants que les forces visqueuses, il semble à première vue logique de décrire le fluide comme un fluide parfait, où les forces visqueuses n'existent pas (le rapport entre les deux “forces” est formalisé dans l'expression adimensionnée du nombre de Reynolds). Ludvig Prandtl montre que malgré l'importance des forces d'inertie face aux forces de viscosité, il existe une zone en proche paroi où celles-ci ne peuvent être négligées. En effet, la continuité de la vitesse entre deux milieux impose une vitesse identique à l'interface. Dans le cas d'un fluide, cette contrainte cisaille l'écoulement. À mesure que le fluide se déplace le long d'une paroi, il est ralenti et sa perte de vitesse se diffuse dans l'épaisseur de l'écoulement. Cette zone où la vitesse passe d'une valeur nulle à la paroi à la valeur de la vitesse de l'écoulement libre est connue sous le nom de couche limite. Une couche limite peut être définie par certaines grandeurs caractéristiques typiquement établies

dans le cas d'une plaque plane, mais transposables sans difficulté particulière à d'autres configurations. Tout d'abord, on peut définir les épaisseurs intégrales qui sont des échelles de longueur construites à partir des profils de vitesse moyenne  $u(y)$ . On utilise habituellement les épaisseurs de déplacement  $\delta_1(x)$  et de quantité de mouvement  $\theta(x)$  :

$$\delta_1(x) = \int_0^{\delta(x)} \left(1 - \frac{u(y)}{U_\infty}\right) dy, \quad \theta(x) = \int_0^{\delta(x)} \frac{u(y)}{U_\infty} \left(1 - \frac{u(y)}{U_\infty}\right) dy \quad (1.1)$$

Avec  $U_\infty$ , la vitesse locale extérieure liée au système d'axes  $(x, y)$  défini par :  $x$  parallèle à la direction de l'écoulement et orienté suivant son sens et l'axe  $y$  normal à la paroi. Physiquement, le produit  $U_\infty \delta_1$  représente la perte de débit due à la présence de la couche limite.  $\delta_1$  est donc la quantité dont il faudrait déplacer la paroi pour que le débit réel dans la couche limite soit le même que celui d'un écoulement fictif de fluide parfait prenant place entre  $y = \delta_1$  et  $y = \delta$ . Quant au rapport  $H_{12} = \delta_1/\theta$ , appelé le facteur de forme, il caractérise la forme du profil de vitesse dans la couche limite (laminaire, turbulent, décollé,...). Des nombres de Reynolds peuvent ensuite être construits à partir de ces dimensions, de la vitesse de l'écoulement infiniment loin de la paroi  $U_\infty$  et de la viscosité cinématique du fluide considéré  $\nu$  :

$$Re_\delta = \frac{U_\infty \delta}{\nu}, \quad Re_{\delta_1} = \frac{U_\infty \delta_1}{\nu}, \quad Re_\theta = \frac{U_\infty \theta}{\nu} \quad (1.2)$$

Enfin, l'état local de la couche limite est bien entendu caractérisé par sa contrainte pariétale et son coefficient de frottement :

$$\tau_p(x) = \mu \left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{y=0}, \quad C_f(x) = \frac{\tau_p(x)}{1/2 \rho U_\infty^2} \quad (1.3)$$

### 1.1.1.2 Mise en équation de la couche limite

Lorsque le nombre de Reynolds augmente, les forces d'inertie prédominent sur celles de viscosité. Il est alors possible de considérer le fluide comme parfait. Bourgois [6] montre que dans ce cas, l'écoulement est régi par les équations d'Euler qui ne permettent pas de satisfaire simultanément la condition de vitesse uniforme à l'infini amont et la condition de non-glissement à la paroi de l'obstacle. Les idées principales sous-jacentes aux équations des couches limites résident dans le fait que l'écoulement est principalement parallèle à la paroi (les termes de vitesse transversaux sont négligeables devant les termes de vitesse longitudinaux), et que les gradients de vitesse sont très grands dans la direction transversale (la vitesse est nulle à la paroi, et atteint un ordre de grandeur de la vitesse de l'écoulement en fluide parfait sur une distance  $\delta$ ). L'analyse des ordres de grandeur dans l'équation de Navier-Stokes projetée sur l'axe transversal mène à négliger le gradient de pression dans la direction transversale de la couche limite. Les variations de vitesse dans le sens de l'écoulement sont très faibles devant les variations de vitesse dans l'épaisseur de couche limite ( $\partial^2 u / \partial x^2 \ll \partial^2 u / \partial y^2$ ). La projection de l'équation de Navier-Stokes sur l'axe  $x$  se simplifie et constitue l'équation de Prandtl :

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (1.4)$$

La pression  $p$  est invariante dans l'épaisseur de la couche limite, et égale à la pression régnant dans l'écoulement extérieur, on a de plus la relation :

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = U \frac{\partial U}{\partial x} \quad (1.5)$$

## 1.1.2 Décollement d'une couche limite

### 1.1.2.1 Conditions de décollement du fluide

Une approche particulièrement séduisante, de par son aspect physique liant décollement et vorticité, pour introduire les conditions nécessaires au décollement a été introduite par Batchelor [7] et Lighthill [8], qui montrent que la couche limite se comporte comme une source de vorticité qui peut être transmise à l'écoulement par le biais des décollements. En effet, le décollement d'un fluide peut se voir ou se traduire par une zone de recirculation, c'est-à-dire une zone où la vorticité du fluide est inversée. La FIGURE 1.2 présente schématiquement les lignes de courant d'un décollement d'écoulement.

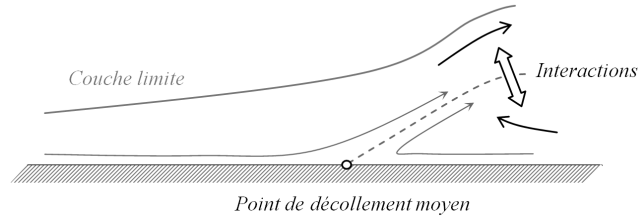


FIGURE 1.2 – Caractéristique d'une séparation turbulente avec la présence d'une recirculation moyenne.

D'après la condition de non-glissement sur les parois, la composante  $u$  de la vitesse selon  $x$  est nulle sur la paroi, et le signe de  $(\partial u / \partial y)_{y=0}$  change de part et d'autre du point de décollement (FIGURE 1.3b). On a donc, au point de décollement,  $(\partial u / \partial y)_{y=0} = 0$ . L'équation de la vorticité d'un écoulement s'obtient en appliquant le rotationnel de l'équation de Navier-Stokes et s'écrit [9], avec le vecteur vorticité  $\vec{\omega}$  :

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{\omega} - \vec{\omega} \cdot \vec{\nabla} (\vec{u}) = \nu \vec{\nabla}^2 \vec{\omega} \quad (1.6)$$

Dans l'hypothèse d'un écoulement stationnaire bidimensionnel, l'équation précédente réduite à deux dimensions ( $\vec{\omega}$  se réduit donc à une composante perpendiculaire à l'écoulement noté  $\Omega = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ ) revient à :

$$(\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \Omega = \nu \vec{\nabla}^2 \Omega \quad (1.7)$$

Cette hypothèse est suffisante pour illustrer le principe physique général impliqué dans le phénomène de décollement, bien qu'il soit bien plus complexe pour les décollements tridimensionnels et instationnaires (FIGURE 1.3a).

La FIGURE 1.3b détaille l'évolution d'une couche limite le long d'une paroi courbe. Il est alors possible de caractériser le gradient de vitesse à la paroi par un angle  $\alpha_0$  que fait celui-ci avec la normale à la paroi. Dans un premier temps, le fluide est accéléré car caractérisé par un gradient de vitesse positif.   cela est associé un gradient de pression négatif. La perte de charge, c'est-à-dire la différence de pression entre deux abscisses, joue un rôle de générateur de mouvement fluide au même titre que la différence de potentiel dans une analogie électrique. Lorsque le gradient de pression s'annule puis devient positif, la pression exerce une force opposée au mouvement provoquant ainsi le ralentissement du fluide d'où un gradient de vitesse négatif caractérisé par une diminution de  $\alpha_0$ . Il en résulte un épaississement de la couche limite et une modification du profil des vitesses. L'angle  $\alpha_0$  diminue jusqu'à son annulation.   cet instant le décollement se produit. Une zone de recirculation apparaît pour satisfaire la condition d'adhérence à la paroi. La condition de non-glissement impose  $(\partial u / \partial y)_{y=0} = 0$  et en introduisant l'équation de Prandtl, on obtient le long de la paroi :

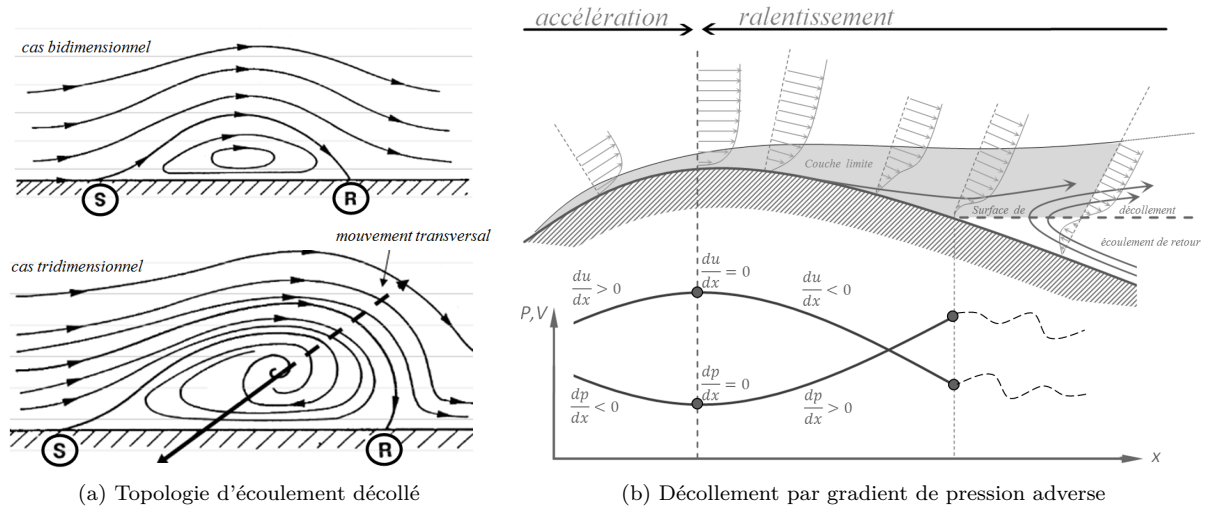


FIGURE 1.3 – Evolution de zone décollée.

$$\nu \frac{\partial \Omega}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.8)$$

La vorticité à la paroi est donc négative avant le point de décollement et positive après. Le terme  $\nu \frac{\partial \Omega}{\partial y}$ , exprimant la diffusion de la vorticité, correspond à une introduction de vorticité positive vers une zone où la vorticité est négative; ce terme est donc négatif, ce qui implique que le gradient de pression dans le sens de l'écoulement est positif. En d'autres termes, lors d'un décollement, le gradient de pression s'oppose à l'écoulement. Le gradient de pression le long de la paroi et le gradient de vorticité normal à la paroi sont donc reliés. Il est important de noter que cette dernière équation n'est pas une relation généralisable à tout l'écoulement mais uniquement à la paroi en conséquence de la condition aux limites d'adhérence. D'un autre côté, cette équation est généralisable dans le sens où aucune approximation sur le nombre de Reynolds n'a été introduite. Ceci constitue une condition nécessaire, mais non suffisante pour obtenir le décollement d'un écoulement. Pour que l'écoulement décolle, il faut que cette opposition soit suffisante pour vaincre l'inertie de l'écoulement. Bourgois [6] propose de distinguer deux types de décollement :

- Le décollement provoqué par un gradient de pression adverse,
- Le décollement inertiel ou provoqué par une singularité géométrique.

Chacun de ces décollements peut être soit laminaire, soit turbulent, suivant l'état de la zone de recirculation ou de la couche de mélange provoquée par le décollement. La question de savoir si le décollement peut exister consiste à déterminer si l'écoulement est à même de développer un gradient de pression adverse, et ensuite de savoir si cette région est suffisamment étendue. La réponse à la première question est souvent, mais pas toujours, évidente, tandis que celle à la seconde question ne l'est pas forcément. Ces deux réponses dépendent de l'écoulement considéré et du nombre de Reynolds. En effet, un écoulement turbulent est plus résistant au gradient de pression adverse et décolle plus tard comparé à son équivalent laminaire.

### 1.1.2.2 Bref commentaire sur l'influence du taux de turbulence amont

Il est à noter, bibliographiquement parlant, que si l'écoulement amont est turbulent ou est le siège d'un certain nombre de perturbations, le frottement pariétal augmente et le décollement est retardé. L'accroissement du taux de mélange associé au régime turbulent génère des zones décollées moins importantes de par l'atténuation engendrée sur l'écoulement de retour. A titre d'exemple, selon Hoffman [5], la performance des diffuseurs peut être grandement améliorée par l'introduction dans l'écoulement d'une légère

turbulence extérieure (quelques pourcents). Dans ces conditions, le décollement devient plus symétrique vis-à-vis des deux côtés du diffuseur, et supprime ainsi en lieu et place le décollement battant pré-existant.

### 1.1.3 Cause physique à l'origine du décollement de couche limite

Comme nous venons de le voir, le décollement de couche limite est un phénomène physique ayant fait l'objet d'une multitude de travaux dont les principaux sont répertoriés dans la synthèse de Simpson [4]. Le décollement intervient, soit lorsque la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse qui tend à faire quitter les filets fluides de la paroi (pressure gradient-induced separation), soit par inertie (geometry-induced separation) lorsque les lignes de courant n'arrivent plus à suivre la paroi, suite à une discontinuité géométrique, il est appelé dans ce cas "décollement inertiel" (FIGURE 1.4).

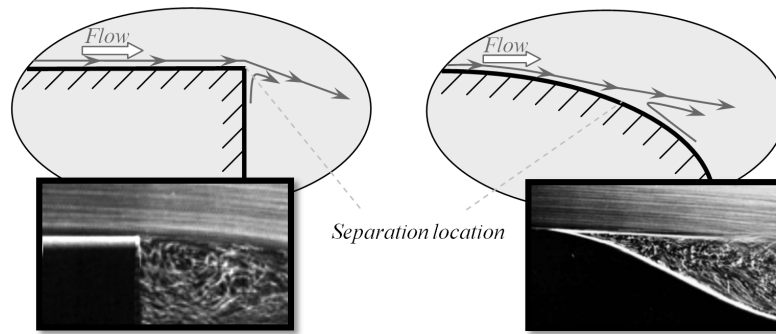


FIGURE 1.4 – Différents types de décollements : Rupture de pente/geometry-induced separation (à gauche)  
- Gradient de pression/pressure gradient-induced separation (à droite).

Le cas du décollement lié au gradient de pression peut également être une conséquence d'un effet de courbure, induisant ainsi une décélération de l'écoulement externe. En effet, la configuration de l'écoulement (par exemple la courbure de la paroi) peut imposer un gradient de vitesse  $\partial U/\partial x$  non nul à l'extérieur de la couche limite. En vertu de l'équation de Bernoulli, la pression varie également dans la direction de l'écoulement moyen et en utilisant la condition d'incompressibilité, nous pouvons obtenir la composante de vitesse verticale en fonction de ce gradient de vitesse longitudinal, soit :

$$v(y) = - \int_0^y \frac{\partial u}{\partial x} dy \quad (1.9)$$

En conséquence si  $\partial u/\partial x$  est négatif, il y a décélération de l'écoulement hors de la couche limite, l'équation précédente nous montre que  $v$  est positif. Pour satisfaire la condition d'incompressibilité, le fluide est donc emporté de la paroi vers l'écoulement extérieur. Cet effet se rajoute à l'épaississement de la couche limite provoqué par la diffusion de la quantité de mouvement due à la viscosité. A l'extérieur de la couche limite, le gradient de pression s'exprime en fonction du gradient de vitesse ( $\partial p/\partial x = -\rho U \partial U/\partial x$ ). La composante de vitesse transversale étant très petite, la pression à l'intérieur de la couche limite est très peu différente de la pression externe. Ainsi, la décélération de l'écoulement externe conduit à l'existence d'un gradient de pression adverse, qui s'oppose à l'écoulement dans la couche limite. Si ce gradient de pression est suffisamment fort, il peut renverser l'écoulement et provoquer le décollement de la couche limite.

Comme nous venons de le voir précédemment, le décollement de la couche limite à la paroi se rencontre généralement dans deux types de situations qui correspondent au décollement inertiel induit par une discontinuité géométrique et au décollement sous l'effet d'un gradient de pression adverse. Le décollement inertiel ne sera pas traité dans la suite de ces travaux car il ne fait pas l'objet de notre étude.



## 1.2 Phénoménologie et impact socio-économique

### 1.2.1 Le décollement : un phénomène physique néfaste

Le décollement, causé par un gradient de pression positif ou par une rupture géométrique de la paroi, influence fortement les performances aérodynamiques. Source d'instationnarité, il peut notamment provoquer des nuisances sonores (bruit aérodynamique) ou être à l'origine de vibrations de la structure : il a globalement des effets pénalisants sur le rendement aérodynamique des véhicules. De fait, le décollement est un phénomène que l'on cherche à éviter, l'objectif est donc de réduire voire d'éliminer les décollements. Le décollement peut avoir de graves conséquences au point de vue technique dont l'augmentation des pertes de charge dans un diffuseur, l'augmentation de la traînée et la diminution de la portance pour une aile d'avion, la baisse du rendement des turbo-machines, les vibrations, les résonances,... Le phénomène est omniprésent sur de nombreuses configurations d'écoulement autour des véhicules de transport. Le décollement de la couche limite, qui concerne tous les types de transport (notamment automobile, ferroviaire ou aéronautique), est un phénomène très difficile à prédire compte tenu de sa sensibilité à divers paramètres. Pour autant, les enjeux du contrôle des décollements sont multiples (économiques, technologiques et environnementaux). Les conséquences néfastes du décollement sont développées dans le paragraphe suivant en se plaçant dans deux cas particuliers qui sont les corps profilés et les corps épais (non profilés par opposition au précédent cas).

### 1.2.2 Conséquences du décollement de la couche limite

#### 1.2.2.1 Sillage des corps non profilés (corps épais)

Sur un corps non profilé, la couche limite se développe à partir du point d'arrêt situé en amont du corps. Sur la partie arrière du corps, la forme du solide impose une divergence rapide des lignes de courant, donc un ralentissement rapide de l'écoulement. Ce ralentissement est, comme nous l'avons vu précédemment, la source d'un décollement prématuré de la couche limite (FIGURE 1.5a). La conséquence directe de ce décollement est la présence d'un sillage très large et une force de traînée très importante sur le corps.

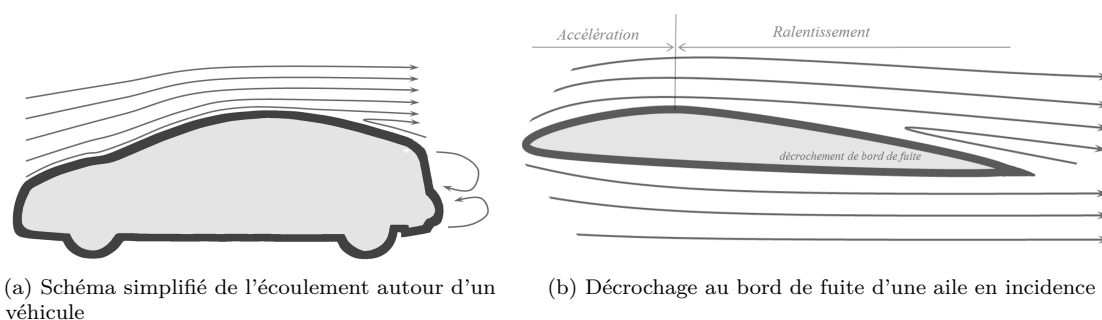


FIGURE 1.5 – Décollement caractéristique en aval de l'obstacle profilé ou non.

#### 1.2.2.2 Surfaces portantes

La couche limite joue un rôle majeur dans les performances d'une surface portante : par exemple, le décollement de la couche limite sur une aile d'avion provoque une chute de la portance et une augmentation de la traînée de l'aile, ce qui correspond à une baisse notable des performances aérodynamiques de l'avion. Le décollement de la couche limite survient lorsque l'angle d'incidence de l'aile devient trop important, ce qui correspond pratiquement à une assiette cabrée de l'avion (à l'atterrissage par exemple). Si cet angle est trop important, il se produit le phénomène de décrochage : la couche limite est fortement décollée et la

portance peut chuter de façon très importante, plus ou moins brutalement (**FIGURE 1.5b**). Ce phénomène est à l'origine de nombreux accidents aériens, la perte de portance pouvant entraîner la perte de contrôle de l'appareil. Le décollement des filets d'air provoque des turbulences qui dégradent les performances aérodynamiques d'un avion. Le décrochage du bord de fuite montre que le décollement des filets d'air est proportionnel à l'incidence de l'aile. En aéronautique, le décrochage de l'aile est la perte plus ou moins brusque de portance, provoquée par le décollement de l'écoulement à l'extrados de l'aile. Le décrochage n'est conditionné que par l'angle d'attaque. L'angle d'attaque varie selon la vitesse et le facteur de charge que subit l'avion. On peut donc atteindre l'incidence de décrochage à toutes les vitesses que peut avoir l'avion en faisant varier le facteur de charge. La vitesse de décrochage évolue selon la racine carrée du facteur de charge. Lors du décrochage, soit l'avion s'enfonce, soit il effectue une abattée, il pique du nez, ce qui entraîne dans les deux cas une perte d'altitude. Une seule aile peut également décrocher ; cela peut conduire à une vrille. Cependant, avant d'arriver au stade du décrochage, un décollement de la couche limite s'opère sur l'extrados. Ce décollement s'effectue tout d'abord sur le bord de fuite et ensuite remonte vers le bord d'attaque suivant la vitesse, l'angle d'attaque et le facteur de charge.

### 1.2.3 Exemple d'applications potentiellement impactées

Le décollement de couche de limite est clairement un phénomène indésirable dans la plupart des applications industrielles. Le décollement cause une perte de portance et une augmentation de traînée ainsi que des pertes d'énergie. Pour les grands groupes industriels, il est ainsi essentiel de développer des méthodes permettant d'éliminer ou de retarder le décollement de couche limite en vue de concevoir des systèmes de transport durables et moins polluants. Les dispositifs de contrôle passifs ou actifs ont montré leur efficacité, leur robustesse et sont appropriés pour empêcher les décollements sur véhicules. Mais la nécessité d'étendre les connaissances associées aux mécanismes dynamiques impliqués dans le décollement de couche limite est clairement essentielle dans ce contexte. Voici quelques exemples pratiques à titre illustratif en commençant par le thème des transports :

#### *Contrôle passif*

Le domaine ferroviaire est un bon exemple pour illustrer le contrôle passif des décollements. En effet les constructeurs comme **ALSTOM TRANSPORT**, dont le confort des passagers est une priorité, se doivent de tout mettre en œuvre pour que le transport se passe dans les meilleures conditions possibles. Le confort du conducteur (métro ou train) est aussi très important et exige une attention particulière. Ainsi une grande majorité de trains sont équipés de systèmes de climatisation. Le fabricant se doit donc de satisfaire le conducteur, car dans le cas où de mauvaises conditions de travail se présentent (par exemple le dysfonctionnement de système de climatisation), le conducteur peut arrêter le train (droit de retrait). La cabine du conducteur est conditionnée via une unité de climatisation montée sur le toit de cette même cabine (toujours en surpression). Récemment, **ALSTOM TRANSPORT** a développé un déflecteur (casquette) pour le tramtrain (TTNG<sup>1</sup>) et pour le métro d'Amsterdam (**FIGURE 1.6a**) en vue de faciliter l'extraction de l'air chaud du circuit de climatisation. Ce dispositif (passif) induit un décollement (source de basse pression) à la sortie du système de climatisation. Mais la zone décollée induite crée également des perturbations instationnaires qu'il est souhaitable de réduire pour éviter le bruit et des vibrations advectées le long du train. D'un point de vue industriel, une meilleure compréhension des fluctuations de pression induites et par conséquent de la dynamique du décollement s'avère très importante notamment pour des considérations de confort des passagers.

De la même façon **EUROTUNNEL** est souvent confronté à des problèmes d'arrachement de bâche de camions pendant leur transport par chemin de fer. Les navettes de transport de type "ARBEL" sont en effet soumises à de fortes fluctuations de pression lors du passage en tunnel produites par l'amplification

---

1. Tram Train Nouvelle Génération



(a) Métro d'Amsterdam équipé en toiture de sa "casquette"



(b) Module de transport de fret de type "ARBEL".



(c) Concept car "Renault Altica".

FIGURE 1.6 – Quelques applications industrielles impactées par le phénomène de décollement.

due au confinement de l'instabilité de la couche de mélange introduite par la géométrie arrière de la navette précédente (FIGURE 1.6b). La propagation de l'instabilité en milieu confiné crée des structures à grande échelle qui semblent être à l'origine des fortes fluctuations de pression et qui sollicitent les bâches. Ce problème, apparu depuis la suppression de la dernière génération de pagode parce que très coûteuse, a exigé depuis des interventions de maintenance régulières. EUROTUNNEL, en attendant des solutions industrialisables novatrices, a décidé de remettre en place la nouvelle génération de pagode. Les pagodes métalliques avait à l'origine pour but d'éviter la possibilité de contact entre la caténaire et le conducteur à côté du quai. Le besoin actuel d'EUROTUNNEL est de concevoir les déflecteurs qui peuvent remplacer ces pagodes et également de réduire les effets aérodynamiques au moins aussi bien que les précédentes pagodes. Pour cela une meilleure connaissance de la dynamique est également requise.

### *Contrôle actif*

Toujours dans le milieu des transports, le contrôle actif du décollement est plus particulièrement convoité par le secteur automobile où le design est très présent et souvent antagoniste aux considérations d'optimisation aérodynamique. Le contrôle passif est synonyme dans ce cas de figure d'introduction d'appendices aérodynamiques [68], c'est donc suffisamment intrusif en termes de design pour préférer une solution de contrôle plus discrète qu'est le contrôle actif. En effet le contrôle actif a l'avantage de peu modifier le design tout en contrôlant l'écoulement et cela uniquement quand un contrôle est nécessaire. La traînée aérodynamique est en effet une partie importante de la résistance à l'avancement d'un véhicule (automobile, camion...). RENAULT a dans ce sens récemment développé une concept car (FIGURE 1.6c) avec un système de contrôle par jets synthétiques [69] conçu pour optimiser les performances aérodynamiques du véhicule et par voie de conséquence sa consommation de carburant. Le contrôle actif semble ainsi réconcilier le design et l'aérodynamique. Les systèmes de contrôle actif à jets synthétiques réduisant la traînée ont été brevetés par RENAULT. Ces derniers peuvent réduire la traînée d'un véhicule d'environ 5% à 130 km/h pour une consommation d'énergie d'actionnement de seulement 10 watts. Cependant, les positions, le nombre, les amplitudes ainsi que les fréquences de ces dispositifs ne sont pas optimisés car la dynamique fortement instationnaire du décollement 3D à contrôler n'est pas suffisamment connue pour envisager une optimisation non empirique.

### *Transport de particules*

Bien que l'essentiel des perspectives de contrôle concerne les systèmes en déplacement, comme les moyens de transport cités précédemment, d'autres domaines applicatifs peuvent potentiellement être impactés. Par exemple, et cela sous des aspects très variés, le transport de particules omniprésentes aussi bien dans la nature que dans l'industrie (les écoulements fluviaux, les écoulements de boues, les mouvements dunaires éoliens (FIGURE 1.7), les écoulements sanguins,...) est de par son fort couplage avec la dynamique de l'écoulement impacté par celui-ci. En effet, les interactions hydrodynamiques (et notamment la dynamique fortement instationnaire du décollement de couche limite), qui sont de longue portée, affectent fortement les

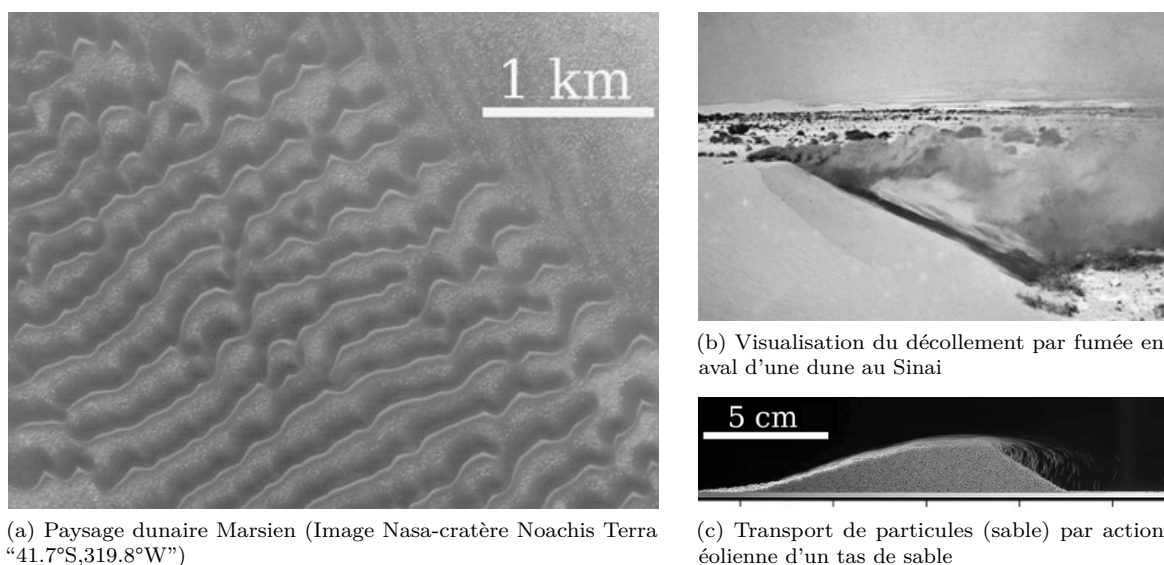


FIGURE 1.7 – Illustration du transport de particules dans le cas des mouvements dunaires éoliens.

phénomènes de transport de particules. Les modèles prédictifs associés dépendent dans ce cas essentiellement de la dynamique en lien avec le décollement. Une meilleure connaissance de cette dynamique est donc particulièrement intéressante dans ce contexte.

#### 1.2.4 Enjeux économiques associés

Dans le contexte mondial actuel, et comme nous venons de la voir au travers ces différents exemples, la gestion de l'énergie sous toutes ses formes représente un enjeu très important, tant du point de vue environnemental, qu'économique. En effet, comme nous venons de le souligner, l'efficacité énergétique des systèmes interagissant avec un milieu fluide est limitée par le phénomène de décollement dont les causes physiques, ainsi que la dynamique particulièrement complexe impliquant les structures fines de l'écoulement, ne sont pas bien connus comme nous allons le voir par la suite. Au regard de l'évolution de la société, un des systèmes énergétiques particulièrement concerné par cette problématique en termes de dépenses d'énergie et d'émission de polluants concerne le secteur des transports, qui fait notamment partie des défis prioritaires de l'[agenda stratégique](#)<sup>2</sup> "[France-Europe 2020](#)". La croissance économique associée à ce secteur est principalement attribuée au transport routier, et plus récemment au transport aérien. En effet, au cours des 20 prochaines années, plus de 16000 avions de commerce pourraient être construits dans le monde pour pourvoir au triplement attendu du trafic aérien ! Avec le développement supplémentaire des pays émergents et face aux défis du changement climatique, ce secteur représente un enjeu stratégique majeur à long terme. Pour donner quelques chiffres, en 2006, les parts cumulées des émissions de  $CO_2$  des Etats-Unis (20,3%), de l'Union Européenne (16,3%) et de la Chine (20,2%) représentent plus de la moitié des émissions mondiales [DGET'09]. Entre 1990 et 2006, la contribution de la Chine aux rejets de  $CO_2$  a doublé. Le développement annoncé d'autres pays fortement peuplés comme l'Inde et le Brésil laisse présager une augmentation considérable des émissions et de la consommation en ressources naturelles. Le secteur du transport représenterait, selon le scénario de référence du "*World Energy Outlook*", une part de 54% de la demande globale de pétrole à l'horizon 2030 contre 47% aujourd'hui et 33% en 1971. Ce secteur absorbe donc à lui seul près des deux tiers de l'augmentation de la demande en pétrole d'ici à 2030. Et selon cette même source, le bilan  $CO_2$  du transport augmenterait en conséquence de 78% ! Les aviateurs et les constructeurs automobiles sont de ce fait soumis à des normes de plus en plus strictes (prochaine norme automobile Européenne pour 2020 : 95g de  $CO_2$  par kilomètre) qui révèlent des préoccupations environnementales de plus en plus importantes émanant de la société civile et qui s'ajoutent aux traditionnels enjeux de sécurité

2. Agenda stratégique pour la recherche, le transfert et l'innovation

et de consommation auxquels doivent faire face ces industries dans un souci de rentabilité, notamment face à la crise économique actuelle. Concernant le transport aérien civil, les objectifs Vision 2020 de l'[ACARE](#)<sup>3</sup> ont été adoptés par l'industrie aéronautique européenne, à savoir : -50% pour le  $CO_2$ , -80% pour les  $NO_x$  et -50% pour le bruit (-6 dB), par rapport aux niveaux de 2000. Ces nouveaux enjeux induisent un challenge d'autant plus important qu'il n'existe pas de cadre international assurant une certaine régulation de la concurrence mondiale. Pour y répondre, les constructeurs s'adossent en grande partie sur la recherche en aérodynamique qui vise à adapter les produits et à recourir à des techniques innovantes pour les améliorer. L'aérodynamique externe est à ce titre un levier à fort potentiel, qui, il y a encore quelques années n'était que trop peu utilisé, voire totalement ignoré au profit du design. Réduire la traînée aérodynamique peut se faire en réduisant les décollements responsables d'une part importante de la résistance à l'avancement. La prédiction ainsi que le contrôle des décollements est un des objectifs majeurs en mécanique des fluides qui s'avère très prometteur, en termes de gestion de l'énergie dans le contexte socio-économique actuel et futur. Pour donner quelques indicateurs potentiels de réduction des coûts de fonctionnement, la compagnie "Air Berlin" a reçu en mars dernier son premier Airbus A320 équipé d'un dispositif de contrôle de la traînée induite, lui permettant une économie de carburant d'environ 4%. Cette économie offre au choix la possibilité de parcourir 100Km de plus que l'A320 traditionnel, ou d'augmenter la capacité de transport de 450Kg. Les "Concept Car" (C-Sportlounge, Altica,...) reflètent aujourd'hui les voies explorées par les constructeurs français en matière d'aérodynamique active, dont les objectifs en termes de réduction de traînée sont de l'ordre de 10%, soit une réduction de consommation de 0.3l/100km sur route en moyenne par rapport à un véhicule classique. On se rend compte à travers ces exemples des impacts à la fois écologiques et économiques potentiels associés à ce levier et de son très large champ d'applications industrielles, qui peut s'étendre bien entendu à d'autres secteurs d'activité, moins impactant que celui des transports, comme par exemple les éoliennes, les turbomachines ou les échangeurs de chaleur. Les apports scientifiques sur le sujet peuvent s'avérer également extrêmement utiles pour d'autres domaines comme la géomorphologie dynamique<sup>4</sup>, domaine où le transport de particules est fortement couplé à la dynamique du décollement (mouvement dunaires sous action éolienne).

## 1.3 Aperçu historique du phénomène de décollement

### 1.3.1 Le résumé d'une longue histoire...

Déjà au 19<sup>ème</sup> siècle, le phénomène de décollement était déjà bien connu, mais les travaux d'[Osborne Reynolds](#) à la fin du siècle et particulièrement ceux de [Ludvig Prandtl](#), présentés à Heidelberg lors du congrès international des mathématiciens en 1904, sur le concept de couche limite ont mis un cadre mathématique robuste à son étude. En effet, les développements qui ont suivi ont beaucoup contribué à la compréhension physique des phénomènes dynamiques associés aux écoulements pariétaux. Les travaux de [Paul R.H. Blasius](#) menant à la solution des équations de Prandtl en écoulement laminaire de plaque plane en 1908 ainsi que ceux de [Théodore Vón Kármán](#) en 1921 sur la quantité de mouvement et de [Walker Tollmien](#) en 1929 sur la stabilité, ont ouvert de nombreuses voies de recherche. L'influence des précurseurs de turbulence (rugosités) a pu être analysée dès 1933 par [Johann Nikuradse](#) notamment et celui d'un effet de courbure vers 1954 par Francis H. Clauser (prise en compte d'un gradient de pression). Concernant la mise en pratique du concept de couche limite de Prandtl, on peut citer les travaux de [Philip S. Klebanoff](#), qui décrit expérimentalement de façon très détaillée en 1955 la couche limite de plaque plane et ceux de [Philippe R. Spalart](#) de 1988 qui réalise pour la première fois une simulation directe des équations de Navier-Stokes pour une configuration similaire à celle de Klebanoff.

3. Advisory Council for Aviation Research and innovation in Europe

4. Etude des processus externes qui contribuent à la formation et à l'évolution des formes de relief



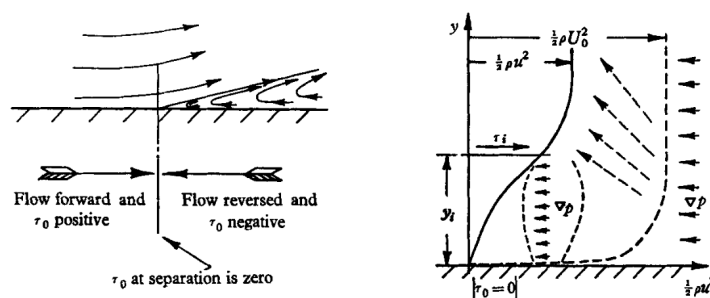


FIGURE 1.8 – Schéma de la position du point de décollement et profil de vitesse associée proposé pour la première fois par B.S. Stratford [15] en 1959.

Le décollement de couche limite est traité en parallèle de ces différentes études et bénéficie des différentes avancées concernant la couche limite au cours du temps. Les premiers travaux significatifs recensés sur le sujet datent de 1937 avec notamment H.B. Squire et A.D. Young [13] qui s'intéressent de près à ce phénomène, ainsi que par la suite H. Ludweig et W. Tillmann [14] au début des années 50. Ces travaux aboutissent à une première approche de prédiction du décollement de couche limite proposée par B.S. Stratford [15] en 1959 (FIGURE 1.8). Le phénomène de décollement y est alors décrit par un modèle purement stationnaire et bidimensionnel. Celui-ci définit le point de décollement moyen par la position à laquelle la contrainte de cisaillement pariétale moyenne s'annule sur la surface, c'est-à-dire en d'autres termes le lieu où le profil de vitesse moyen présente une dérivée nulle à la paroi (FIGURE 1.9). Sur cette base, la prédétermination de ce phénomène, notamment pour des parois mobiles où des critères spécifiques ont été établis ([16], [17], [18]), a permis d'optimiser les formes des corps aérodynamiques et a ouvert, dès les années 80, la voie du contrôle des écoulements décollés [19]. En effet, le décollement de la couche limite est un des premiers phénomènes physiques ayant fait l'objet d'une tentative de contrôle, car il s'avère, comme nous l'avons déjà précisé, extrêmement pénalisant et conduit à des pertes importantes en termes de performances aérodynamiques. L'un des articles de référence faisant office de synthèse, publié dans la prestigieuse revue "Annual review of Fluid Mechanic" qui fait autorité dans le domaine, est celui de Roger L. Simpson [4] en 1989 intitulé "Turbulent boundary-layer separation".

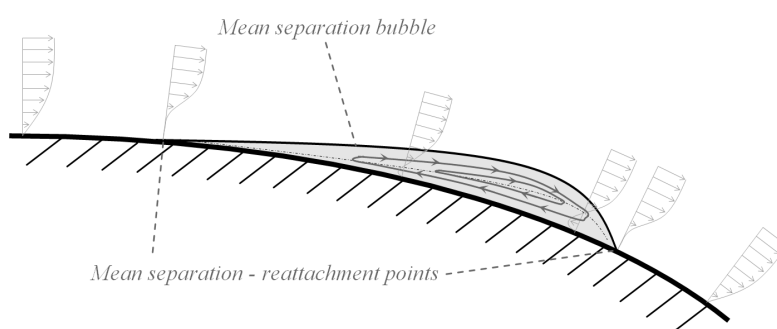


FIGURE 1.9 – Vue schématique du modèle bidimensionnel et stationnaire de décollement de couche limite.

### 1.3.2 Et aujourd'hui...

Aujourd'hui encore, la position du point de décollement sur des configurations académiques relativement simples telles qu'une rampe arrondie [20] ou une bosse [21], bien qu'ayant une forte représentativité industrielle, est encore difficile à prévoir car le décollement, dans ce cas, n'est pas fixé par la géométrie contrairement au cas d'une marche descendante, et peut donc être potentiellement sensible à l'écoulement incident. Dès lors, l'une des questions essentielles est de savoir si le décollement, sur un écoulement soumis à la fois à un effet de courbure et à un gradient de pression adverse, peut exister en fonction de la nature de l'écoulement, ainsi que du nombre de Reynolds considéré. Dans ce sens, on retrouve dans la littérature de nombreux travaux traitant de l'influence du régime d'écoulement sur de telles configurations ([22], [23]).

Ces études mettent notamment en avant le fait que le régime laminaire est plus sujet au décollement que le régime turbulent qui tend à repousser le décollement plus en aval et souligne par conséquent l'intérêt des promoteurs de turbulence comme les rugosités de surface, qui font encore aujourd'hui l'objet de très nombreuses études ([24], [25], [26], [27], [28]). Le décollement est donc réceptif aux perturbations introduites par l'écoulement incident, bien que la majeure partie des études qui lui sont dédiées ne s'intéressent qu'aux propriétés de l'écoulement en aval de ce dernier ! En effet, les écoulements turbulents, bien que qualifiés de désordonnés ou voire même de chaotiques, contrairement aux écoulements laminaires, sont le siège d'une forte activité tourbillonnaire répartie sur une large gamme d'échelles. Les études réalisées montrent que les écoulements turbulents présentent une organisation structurée de la turbulence, qui peut potentiellement interagir sur la dynamique du décollement et en accentuer certains traits. A titre d'exemple une meilleure connaissance des mécanismes perturbateurs induits par la turbulence et interagissant avec le décollement peut être un levier potentiel de contrôle concernant la génération de structures dominantes dont l'échelle et la périodicité peut être prédite (théorie des systèmes dynamiques/instabilités).

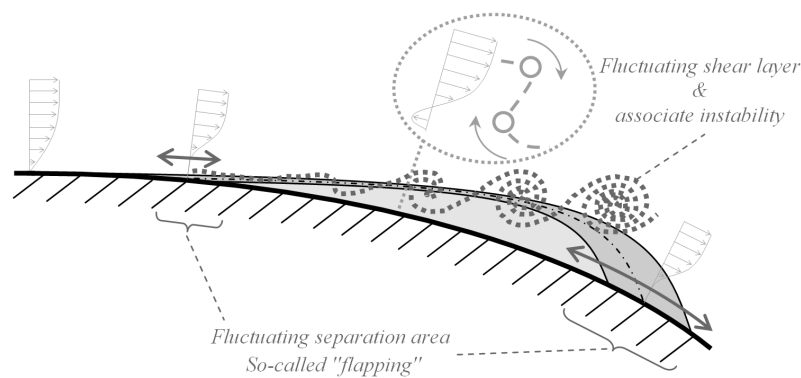


FIGURE 1.10 – Vue schématique du modèle bidimensionnel prenant en compte le comportement instationnaire du décollement de couche limite.

Ces phénomènes fortement instationnaires menant à des instabilités qui, comme nous l'avons évoqué précédemment, sont très pénalisantes industriellement parlant, ne sont pas réellement prises en compte dans le milieu applicatif, car encore mal connus, seuls quelques cas de figure où ces instabilités sont incontournables sont traitées au moyen de méthodes numériques très coûteuses. Les instabilités mises en évidence dans la littérature (illustré FIGURE 1.10) sont principalement celles de couches de mélange (Kelvin-Helmholtz), celles associées aux lâchers tourbillonnaires induits (Bénard-Von Kármán), ainsi que celles menant à un phénomène de battement (Flapping) dont l'origine est encore aujourd'hui méconnue.

# ■ Physique du décollement de couche limite

## Sommaire

<b>2.1 Configurations types et précautions à prendre pour l'étude du décollement</b>	<b>30</b>
2.1.1 Différentes géométries pour l'étude dynamique du décollement . . . . .	31
2.1.2 Remarque sur les difficultés expérimentales d'investigation . . . . .	32
<b>2.2 Mécanismes physiques associés au décollement . . . . .</b>	<b>33</b>
2.2.1 Modèle idéalisé d'évolution dynamique du décollement . . . . .	33
2.2.2 Mécanismes instables induits et leurs origines . . . . .	34
2.2.3 Comportement dynamique à nombre de Reynolds très faibles et modérés . . . . .	37
2.2.4 Scénario dynamique et évolution présumée suivant le régime d'écoulement . . . . .	41
<b>2.3 Remarque sur le décollement induit par un effet de courbure . . . . .</b>	<b>43</b>
2.3.1 Sensibilité aux conditions amont . . . . .	43
2.3.2 Interaction avec les structures de la turbulence . . . . .	43
2.3.3 Intérêt scientifique et applicatif . . . . .	43
<b>2.4 Bref clin d'oeil sur les stratégies de contrôle des décollements . . . . .</b>	<b>45</b>
2.4.1 Différentes stratégies de contrôle . . . . .	45
2.4.2 Idée générale : stimuler la couche de cisaillement . . . . .	45
2.4.3 Liens entre dynamique et contrôle . . . . .	46
<b>2.5 Questions ouvertes et stratégie de recherche . . . . .</b>	<b>47</b>
2.5.1 Questions ouvertes . . . . .	47
2.5.2 Stratégie de l'étude . . . . .	47

L'objet de ce chapitre est de faire le point sur l'état des recherches sur la physique du décollement de façon générale et plus particulièrement sur les aspects instationnaires et les instabilités induites par le phénomène de décollement. Ce chapitre vise également à avancer les stratégies de recherche mises en œuvre, basées sur des configurations d'essais particulières, de définir les points spécifiques encore à approfondir ainsi que les diverses précautions expérimentales à prendre en vue de ne pas dénaturer et ainsi reproduire fidèlement la physique du décollement.

## 2.1 Configurations types et précautions à prendre pour l'étude du décollement

Avant de discuter des mécanismes physiques instationnaires liés au décollement, notamment mis en évidence à travers l'expérience, il est de bonne augure de faire un petit tour d'horizon des différentes



configurations d'essais particulièrement adaptées à l'étude des décollements et bien documentées. La forte sensibilité de l'écoulement décollé impose un protocole expérimental très soigné qui sera également discuté.

### 2.1.1 Différentes géométries pour l'étude dynamique du décollement

Classiquement, on retrouve dans la littérature diverses configurations particulièrement adaptées à l'étude du phénomène de décollement se développant en aval d'un écoulement ;

- Impactant une plaque épaisse,
- Affleurant une marche descendante,
- Affleurant un élargissement progressif (obstacle de type bosse-effet de courbure).

Chacune de ces configurations peut être soit en écoulement confiné (de type canal plan) soit en écoulement libre (configuration de couche limite).

L'écoulement impactant une plaque épaisse, induisant un décollement inertiel de bord d'attaque (FIGURE 2.1) a été notamment étudié expérimentalement par [Cherry \*et al.\* \[10\]](#) en 1984 et par [Kiya et Sasaki \[11\]](#) en 1985, et plus récemment numériquement par [Tenaud \*et al.\* \[29\]](#) et [Lamballais \*et al.\* \[30\]](#). Ce dernier a étudié en particulier l'effet d'arrondi d'arrête de bord d'attaque sur la longueur et la dynamique du bulbe décollé induit. Des phénomènes instables sont également mis en évidence par ces mêmes auteurs.

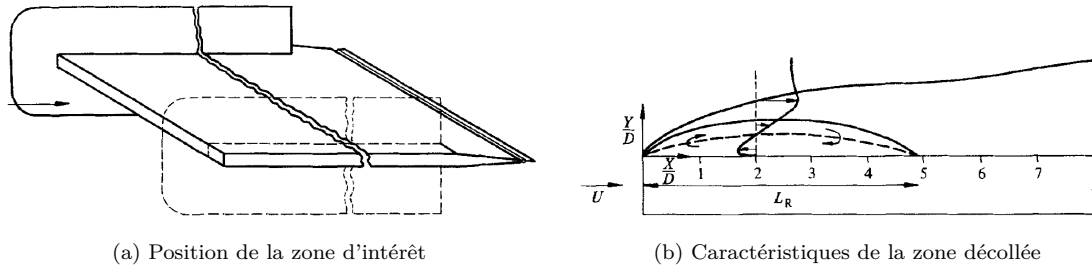


FIGURE 2.1 – Décollement sur plaque épaisse ([Cherry \*et al.\* \[10\]](#))

Une autre configuration particulièrement étudiée concerne le décollement inertiel induit par un écoulement affleurant une marche descendante (FIGURE 2.2). Des mécanismes dynamiques similaires de décollement ont également été dans ce cas mis en évidence, on peut citer les travaux de [Blackburn \*et al.\* \[12\]](#) et ceux de [Barkley \*et al.\* \[36\]](#) qui soulèvent également l'existence d'instabilités transversales qui seront discutées par la suite dans cette configuration.

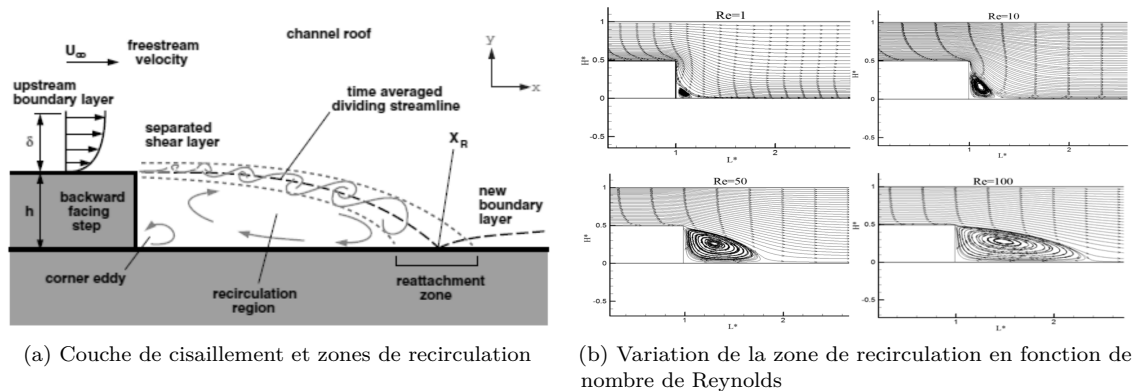


FIGURE 2.2 – Décollement sur une marche descendante ([Saleel \*et al.\* \[38\]](#))

Finalement une dernière configuration d'étude permettant d'induire un décollement associé à un gradient de pression (FIGURE 2.3), contrairement aux deux précédentes qui induisaient des décollements inertiels, est celle qui se produit en aval d'un obstacle continu (de type bosse 2D). On rencontre dans la littérature deux

procédures : la première consiste à induire le décollement en introduisant l'obstacle sur la paroi opposée en écoulement confiné, la seconde consiste à étudier directement le décollement en aval de l'obstacle. Un distinguo est alors fait entre les deux types de décollements, l'un étant induit simplement par un gradient de pression, l'autre à la fois par un effet de courbure et par un gradient de pression. De nombreux auteurs ont là encore mis en évidence des mécanismes dynamiques complexes de décollement. Cette dernière configuration est particulièrement adaptée à l'étude du phénomène de décollement car la géométrie d'obstacle n'intervient pas directement dans le processus de dynamique contrairement au décollement inertiel. Des études très récentes à la fois numériques ([32], [53], [33], [34]) et expérimentales ([31], [35]) ont permis de caractériser, en particulier pour les bas régimes d'écoulement, la dynamique mise en jeu lors du décollement.

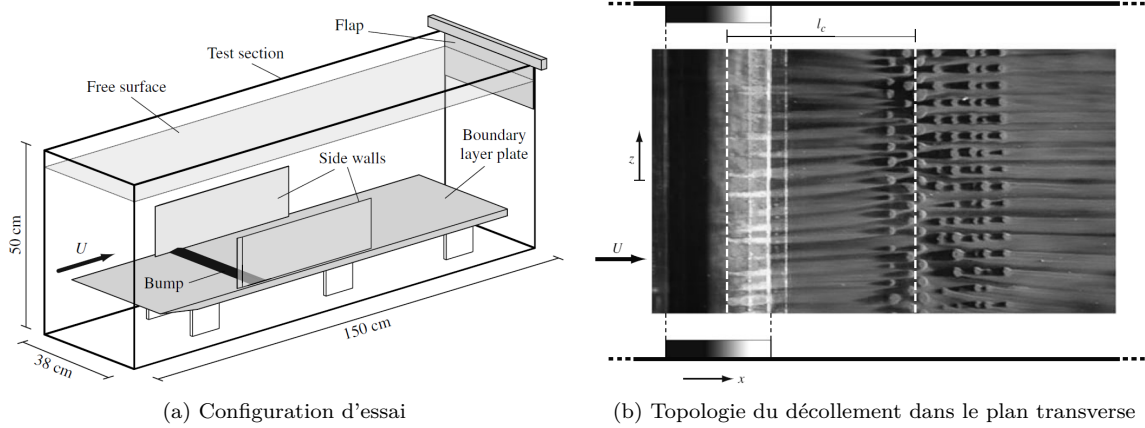


FIGURE 2.3 – Décollement induit par un effet de courbure/gradient de pression (Passaggia *et al.* [31])

### 2.1.2 Remarque sur les difficultés expérimentales d'investigation

Avant de décrire et de détailler les mécanismes physiques associés au phénomène de décollement de couche limite, certaines remarques concernant la façon de mener les campagnes d'investigation expérimentales sont à prendre en considération. En effet et comme nous l'avons déjà évoqué, le décollement de couche limite est un phénomène très sensible à divers paramètres et notamment aux perturbations extérieures. Tout d'abord, et c'est là une question essentielle, il est nécessaire, en vue d'estimer le décollement, de travailler avec les moyens expérimentaux adaptés comme le suggère Häggmark *et al.* [35]. Par exemple, l'anémométrie à fils chauds présente le désavantage de ne pas tenir compte du sens de l'écoulement. Mais, et cela est bien plus important, l'anémométrie à fils chauds présente également le désavantage d'être une technique de mesure fortement intrusive comme on peut le constater sur la FIGURE 2.4. Le décollement ainsi que sa dynamique sont très sensibles aux perturbations extérieures et notamment à l'introduction d'un dispositif de mesure. Le moyen de mesure change les caractéristiques et la topologie de l'écoulement, la mesure n'est plus indépendante du phénomène à mesurer !

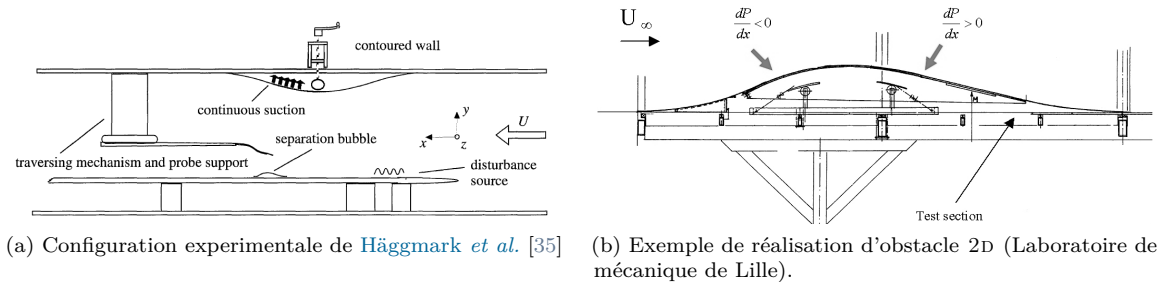


FIGURE 2.4 – Intrusivité de certaines techniques de mesure.

De la même façon la réalisation des maquettes d'essai est elle aussi fondamentale. Par exemple l'état de surface d'un obstacle, comme celui illustré en FIGURE 2.4, est particulièrement important car selon

qu'il soit plutôt lisse ou plutôt rugueux, le régime d'écoulement et donc la dynamique instable associée au décollement induit en sera également altérée. Même les capteurs pariétaux doivent être le plus "transparents" possible pour l'écoulement. Le collage de films chauds pariétaux pour la mesure du frottement peuvent potentiellement modifier le régime d'écoulement supposé. A titre indicatif, la méthode électrochimique que nous utiliserons dans le cadre de cette étude n'identifie certes malheureusement pas le sens de l'écoulement, mais présente l'avantage d'avoir des capteurs intégrés à la maquette et donc affleurant la paroi ( finition par ponçage des sondes).

## 2.2 Mécanismes physiques associés au décollement

Cette partie traite des différents scénarios proposés dans la littérature et met en avant les mécanismes instationnaires et instables rencontrés et analysés en fonction du régime d'écoulement.

### 2.2.1 Modèle idéalisé d'évolution dynamique du décollement

Il faut bien garder à l'esprit que le décollement de couche limite est et reste un phénomène de nature fortement instationnaire, tridimensionnel et multi-échelles ! Une vision stationnaire et bidimensionnelle de ce phénomène s'avère, dans le contexte actuel du contrôle d'écoulement, trop réductrice et ne permet pas d'appréhender les mécanismes physiques sous-jacents à l'origine du décollement. Un pas supplémentaire a donc dû être franchi en adoptant une gestion dynamique de ce problème en vue de répondre aux besoins industriels sans cesse plus exigeants. Dans la littérature, divers modèles descriptifs basés principalement sur l'expérience sont rencontrés.

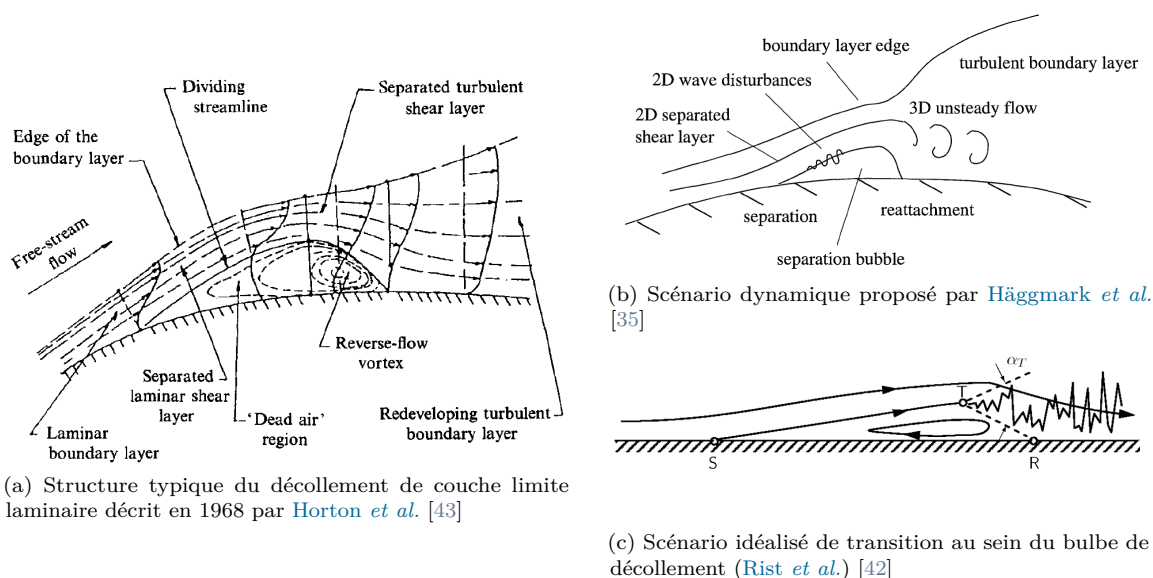


FIGURE 2.5 – Représentation schématique de l'évolution dynamique laminaire/turbulent du décollement.

De façon historique et non exhaustive, on peut citer les travaux de Horton [43] en 1968 qui décrit la structure du décollement de couche limite de façon relativement détaillée en précisant l'étendue du bulbe décollé en partant de l'inflexion critique du profil d'une couche limite laminaire jusqu'au recollement (FIGURE 2.5a). Un point important dans ce modèle conceptuel est de considérer l'historique de l'évolution de la couche de cisaillement induit par le bulbe décollé. Cette couche de cisaillement, laminaire sur une bonne partie de l'interface du bulbe décollé, est associée à une évolution croissante de l'épaisseur de la zone de recirculation jusqu'à la transition qui induit une "fermeture" du bulbe décollé. Ce comportement est également souligné plus récemment par Rist [42], qui souligne un point de transition marquant l'origine

d’une zone “de sillage conique” fortement perturbée ayant pour effet de “forcer” le recollement. Cette schématisation (FIGURE 2.5c) montre le couplage important entre le phénomène de décollement et le régime d’écoulement incident. Ce modèle souligne également le fait que les perturbations extérieures revêtent une importance capitale en pratique car elles sont implicitement des précurseurs de turbulence, au même titre que la rugosité de surface. Il pose également le problème crucial de la réceptivité de l’écoulement décollé aux perturbations extérieures dans la perspective du contrôle d’écoulement. Ces différents modèles conceptuels ne traduisent cependant pas l’activité instationnaire au sens propre du terme. La dynamique instationnaire est par contre détaillée par Häggmark [35] en 2003 et fait suite au modèle conceptuel précédent en démontrant une chronologie plus précise de la dynamique du décollement soumis à un gradient de pression. Le schéma dynamique proposé par Häggmark (FIGURE 2.5b) décrit une première phase de décollement bidimensionnel piloté par l’écoulement amont, suivie de la perturbation de la couche de cisaillement sous forme d’onde bidimensionnelle (instabilités linéaires) induisant une transition vers la turbulence et de par là même un comportement tridimensionnel avec notamment des lâchers tourbillonnaires (interactions non-linéaires). Cette dynamique d’émission tourbillonnaire induite par l’instabilité de la couche de cisaillement est également évoquée de façon moins détaillée par Spazzani [52] en 2001 sur une configuration de marche descendante.

### 2.2.2 Mécanismes instables induits et leurs origines

La dynamique instationnaire associée au décollement de couche limite est donc au vu des modèles conceptuels discutés précédemment potentiellement le siège d’instabilités induites. Dans la littérature, on retrouve principalement trois types de mécanismes instables plus ou moins liés entre eux :

- L’instabilité de Kelvin-Helmholtz,
- Le lâcher tourbillonnaire de Bénard-Von Kármán,
- Le phénomène de battement nommé plus communément “flapping”.

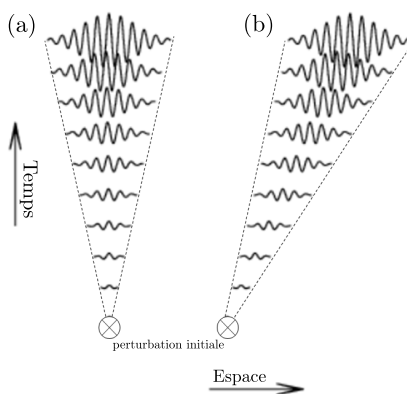


FIGURE 2.6 – Schéma des instabilités absolues et convectives ; (a) La perturbation croît sur place : l’instabilité est dite absolue, (b) La perturbation croît tout en étant advectée avec l’écoulement : l’instabilité est dite convective ([12], [116]).

En vue de détailler et discuter les différentes études ayant trait à ce sujet, nous allons définir l’oscillation de Kelvin-Helmholtz et le lâcher tourbillonnaire de Bénard-Von Kármán, pour par la suite pouvoir se référer à ces notions. Avant cela il est également nécessaire de définir les différents types d’instabilités (voir Huerre et Monkewitz [49]). Une instabilité est dite convective si elle croît tout en étant advectée avec l’écoulement (FIGURE 2.6b), et absolue si elle croît sur place (FIGURE 2.6a). La vitesse du front de propagation de l’instabilité peut servir de critère pour distinguer une instabilité convective d’une instabilité absolue, celle-ci étant nulle dans le cas absolu [118].

L'analyse des instabilités peut également se faire selon deux approches l'une dite locale et l'autre dite globale, on parle alors d'instabilité locale ou globale. Une approche locale s'intéresse exclusivement aux équations constitutives du milieu, en identifiant des "ondes" instables. L'approche globale est quant à elle en général basée sur des analyses modales, on identifie alors d'éventuels "modes" instables.

### 2.2.2.1 Oscillation de Kelvin-Helmholtz

On considère ici le mécanisme instable principalement lié à une couche de cisaillement observé généralement dans le sillage d'un obstacle, une couche de mélange, un jet, etc... La formation de vagues induites par le vent soufflant parallèlement à la surface libre de l'eau est souvent prise comme illustration de ce phénomène qui est une manifestation de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. [Helmholtz](#) [39] en 1868 est le premier à décrire le profil de vitesse d'un fluide s'écoulant au-dessus d'un autre au repos. Quelques années après, [Lord Kelvin](#) [40] décrit le mécanisme de cette instabilité. La première mise en évidence expérimentale est historiquement due à [Thorpe](#) [41].

#### *Description physique : Apparition de l'instabilité*

Si l'on se place dans le contexte simplifié d'un profil discontinu de vitesse ( $V_1 > V_2$ ) sans tension de surface et sans différence de densité, le mécanisme physique de l'instabilité se base alors sur l'inertie et l'équation de Bernoulli. Supposons qu'une fluctuation sinusoïdale de l'interface apparaisse, celle-ci déforme alors les lignes de courant. Au niveau du creux de la déformation le fluide va ralentir, et au niveau de la bosse de la déformation il va accélérer. L'équation de Bernoulli nous dit que si le fluide va plus vite, la pression diminue : elle augmente donc dans les creux, et diminue au niveau des bosses. Il en résulte une différence de pression dirigée du creux vers la bosse comme indiqué sur la [FIGURE 2.7](#) : la déformation est amplifiée, c'est ce que l'on appelle l'instabilité hydrodynamique de Kelvin-Helmholtz. On remarque que c'est donc l'inertie qui est la cause de cette instabilité.

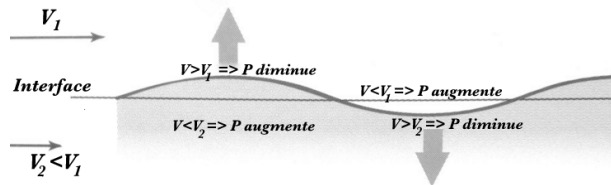


FIGURE 2.7 – Amplification d'une déformation initiale dans une couche de cisaillement.

#### *Equation de Rayleigh et taux de croissance temporel de l'instabilité*

Considérons un domaine infini où un fluide homogène, supposé ici parfait, s'écoule dans une direction  $Ox$  avec un profil de vitesse de base  $U_0(y)$  qui ne dépend que de la position transverse  $y$ . Si une instabilité apparaît, ce champ de vitesse sera modifié mais la nouvelle solution  $u(x,y) = U_0(y) + u'(x,y)$ ,  $v(x,y) = v'(x,y)$  doit néanmoins satisfaire l'équation d'Euler :

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}(p)$$

Le théorème de Squire<sup>1</sup> permet de justifier que la première instabilité conduira à des perturbations bidimensionnelles dans le plan. Il est donc pertinent d'écrire le rotationnel de l'équation d'Euler à l'aide de la fonction de courant ( $\psi : u = \frac{\partial \psi}{\partial y}$  et  $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$ ), soit :

$$\frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \Delta \psi = 0$$

1. Si il  $\exists$  une perturbation 3D instable, alors il  $\exists$  une perturbation 2D, le mode le plus instable étant le mode 2D

Pour étudier la stabilité de l'écoulement primaire et développer une étude de stabilité linéaire il suffit de considérer de petites perturbations qui peuvent s'écrire sous la forme :  $\psi(x,y,t) = \phi(y).exp[ik(x - ct)]$  où  $k$  est un nombre d'onde qui est supposé réel (on ne tient pas compte ici d'une évolution spatiale de l'instabilité) et  $c$  est une vitesse de phase éventuellement complexe. La partie imaginaire de  $c$  décrit l'évolution temporelle de l'amplitude de l'onde plane. Chaque mode  $k$  doit donc satisfaire l'équation<sup>2</sup> dite de Rayleigh<sup>3</sup> :

$$(U_0 - c)\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - k^2 \phi\right) - \frac{\partial^2 U_0}{\partial y^2} \phi = 0$$

L'analyse de stabilité nécessite la résolution de l'équation d'Euler, qui dépend du type de profil de vitesse et de l'épaisseur de vorticité. Cette résolution requiert la continuité des vitesses normales, et celle du saut de pression, on obtient une équation du second degré pour la célérité complexe des ondes, qui permet d'estimer le taux de croissance temporel ( $\sigma = kc_i$ , avec  $c_i$  la partie imaginaire de la célérité) généralement exprimé en fonction du nombre d'onde  $k$  ou de sa longueur d'onde associée  $\lambda$ . L'amplitude des ondes va donc croître comme  $exp(\sigma t)$ . La résolution de ce problème se fait numériquement, car elle est généralement très complexe à résoudre analytiquement notamment pour des profils de vitesse de base plus réalistes qu'une simple discontinuité.

### 2.2.2.2 Lâcher tourbillonnaire de Bénard-Von Kármán

Le phénomène d'instabilité de Bénard-Von Kármán est l'un des problèmes les plus classiques de mécanique des fluides. C'est le modèle le plus simpliste permettant une approche concrète des phénomènes de turbulence générés par la présence d'un obstacle sur le trajet d'un écoulement. Son étude connaît depuis quelques années un nouvel engouement lié à la possibilité de contrôler l'écoulement par exemple en brouillant le couplage aéro/acoustique en écoulement affleurant une cavité. Son étude a tout d'abord consisté à s'intéresser à un obstacle cylindrique sur le trajet d'un écoulement parallèle. Selon le nombre de Reynolds de l'écoulement, on observe des comportements distincts. Pour les valeurs de nombre de Reynolds faibles, de l'ordre de quelques unités, l'écoulement est laminaire et approximativement linéaire (FIGURE 2.8a). Pour les valeurs de nombre de Reynolds de quelques dizaines, il apparaît des tourbillons stables (stationnaires) derrière le cylindre, et l'écoulement est toujours symétrique (FIGURE 2.8b). A partir d'une valeur critique, environ  $Re_c = 46$  (dans le cas d'un cylindre), les tourbillons se détachent périodiquement du cylindre. On obtient ce que l'on appelle une allée tourbillonnaire alternée de Bénard-Von Kármán. Notons que tant que  $Re < 150$ , les effets tridimensionnels sont négligeables (FIGURE 2.8c).

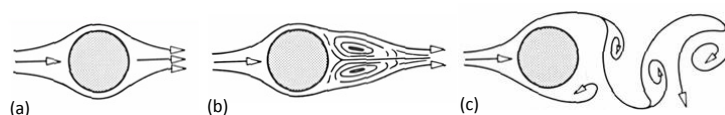


FIGURE 2.8 –  volution du détachement tourbillonnaire dans le cas de l'écoulement impactant radialement sur un cylindre.

L'écoulement derrière un cylindre est le prototype le plus classique pour l'étude des instabilités hydrodynamiques dans des écoulements décollés ([117], [119], [120]), et a d'ailleurs permis de décrire de façon théorique le phénomène d'enroulement. Lorsque le nombre de Reynolds critique est atteint, il apparaît dans le sillage du cylindre une double-allée de tourbillons alternés émis à une fréquence caractéristique globale : la fameuse allée de Bénard-Von Kármán (FIGURE 2.8c). Cette apparition est due à la transition de l'instabilité d'un état initialement convectif vers un état absolu. Le nombre de Strouhal  $St = f.D_c/U_\infty$  est quasiment constant et prend la valeur 0.2, où  $f$  est la fréquence d'émission des tourbillons,  $D_c$  est le diamètre du

2. On peut montrer à partir de cette dernière équation qu'une condition nécessaire pour observer une instabilité non visqueuse est l'existence d'un point d'inflexion dans le profil de vitesse

3. L'extension de cette équation sans négliger la viscosité conduit à celle bien connue d'Orr-Sommerfeld (1908)



cylindre, et  $U_\infty$  est la vitesse moyenne du fluide loin en aval de l'obstacle. Ceci reste valable pour les très grandes valeurs de nombre de Reynolds. Le phénomène de lâcher tourbillonnaire est bien entendu présent sur d'autres géométries d'obstacle. Généralement le nombre de Strouhal permet d'adimensionner le phénomène. La hauteur d'obstacle et la vitesse en amont sont alors à prendre en considération.

### 2.2.2.3 Phénomène de battement et questionnement sur ses origines

L'une des questions essentielles est de savoir quels mécanismes sont à l'origine de phénomènes de battement. Le battement de la couche de cisaillement et plus généralement du bulbe décollé est une instabilité globale clairement identifiée par la communauté scientifique sur de nombreuses configurations d'étude aussi bien numériquement qu'expérimentalement. Mais la question de ses origines n'est pas encore au jour d'aujourd'hui établie. De nombreuses hypothèses foisonnent [71], mais aucun consensus n'est approuvé pour le moment. Certains auteurs et notamment Dogval [37] parlent de phénomène de feedback (FIGURE 2.9) de la zone de recollement en direction du point de décollement induisant un couplage de façon similaire à ceux observés pour les écoulements affleurant des cavités (couplage hydrodynamique). Une autre approche, également prometteuse, évoque la possibilité que le battement tienne ses origines d'une instabilité transversale ([31], [44]). Nous reviendrons et discuterons en détail ce dernier point pour les écoulements à bas nombre de Reynolds dans le paragraphe suivant.

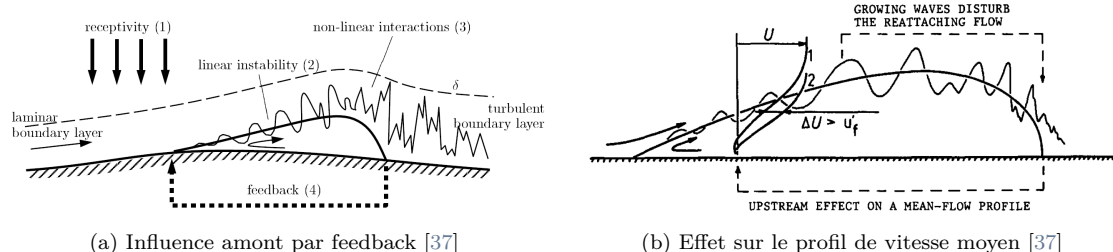


FIGURE 2.9 – Hypothèse du feedback pour le flapping.

### 2.2.3 Comportement dynamique à nombre de Reynolds très faibles et modérés

Nous allons ici nous intéresser à la dynamique du décollement associée aux faibles nombres de Reynolds avant de s'intéresser au scénario et à l'évolution à plus haut nombre de Reynolds.

#### 2.2.3.1 Évolution du bulbe décollé et de la longueur de décollement

La plupart des travaux référencés dans la littérature sont consacrés à des régimes d'écoulement modéré, la plupart du temps laminaire. On parle alors de LSB (Laminar separation bubble). Cela s'explique simplement de par le fait que les zones décollées importantes et la dynamique assez lente facilitent leur étude, de plus la richesse des mécanismes prenant naissance dans ces régimes d'écoulement est très importante. Cela étant dit, de simples visualisations d'écoulement permettent de caractériser la plupart des phénomènes instables induits par la zone décollée comme l'illustrent par exemple les travaux de Passaggia [31] et ceux de Lang [44]. Pour ces régimes d'écoulement modérés, les visualisations laser de Passaggia montrent pour un décollement induit par un obstacle 2D (effet de courbure et gradient de pression) en écoulement de couche limite caractérisé par  $Re_{\delta_1}$  que :

- L'écoulement est "stationnaire" pour de faibles  $Re_{\delta_1}$  (inférieurs à 250 environ) et que la zone décollée augmente à mesure que le nombre de Reynolds augmente (FIGURE 2.10c),

- Pour des valeurs supérieures à un  $Re_{\delta_1}$  critique de 300, des mouvements dynamiques se forment près du recollement comme illustré par les séquences dynamiques de la FIGURE 2.10a. Ces mouvements entraînent une réduction de la zone décollée.

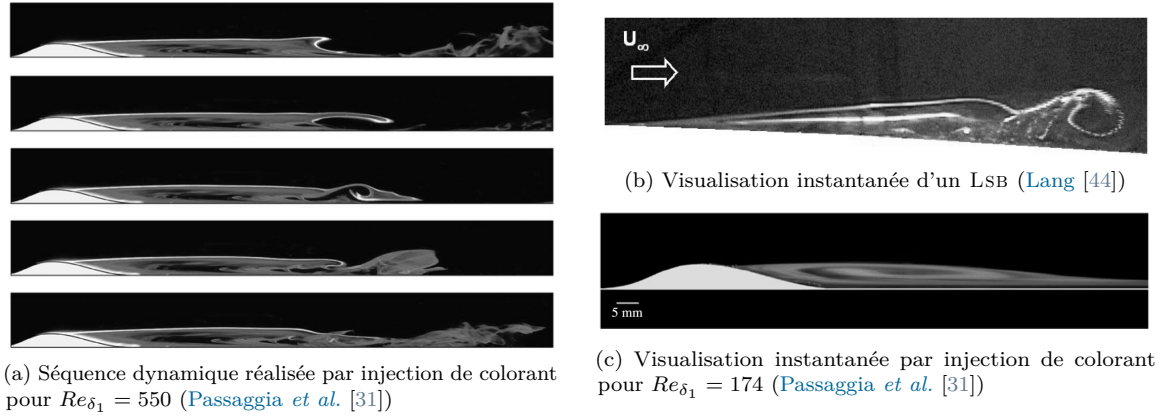


FIGURE 2.10 – Illustration expérimentale de la dynamique d'un LSB.

Une corrélation assez forte est donc observée entre cette instabilité induite à partir d'un nombre de Reynolds critique et la réduction du bulbe décollé. Cette observation est bien en accord avec les modèles conceptuels précédents. Numériquement parlant, les simulations permettent également de reproduire ce phénomène et sont en parfait accord avec les observations comme le montrent les FIGURES 2.11 issues respectivement des travaux de Marquillie et Ehrenstein [32] et ainsi que ceux de Passaggia [31]. Pour des nombres de Reynolds plus élevés tout en restant modérés la dynamique du décollement est marquée principalement par une activité tourbillonnaire importante comme l'illustre la FIGURE 2.10b issue des travaux de Lang [44].

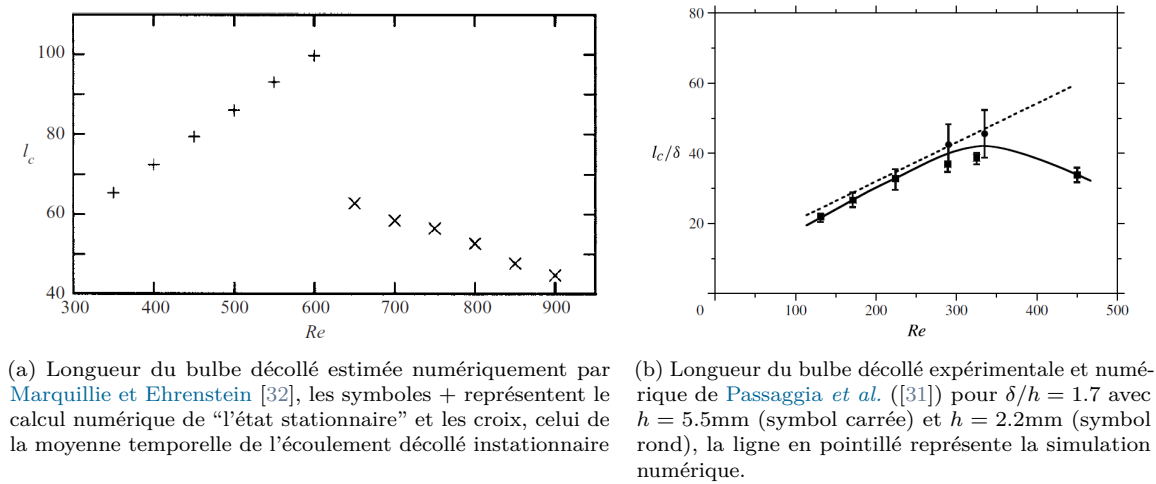


FIGURE 2.11 – Longueur de décollement

Aux bas nombres de Reynolds les trois instabilités existent, mais simplement deux d'entre elles peuvent être observées facilement par visualisation, le phénomène de flapping bien que basse fréquence reste assez difficile quant à lui à observer. Mais d'une façon générale, les contenus spectraux permettent d'obtenir une estimation précise de ces phénomènes comme nous allons le voir par la suite.

### 2.2.3.2 Gammas de fréquences caractéristiques associées aux instabilités

Les instabilités sont le plus souvent associées à une signature spectrale large bande, hormis le lâcher tourbillonnaire qui est lui à bande étroite le plus souvent. Dovgal *et al.* [37] en 1994, souligne la présence



d'instabilités caractéristiques associées au décollement sur un profil d'aile (FIGURE 2.12a). Deux bandes spectrales sont alors identifiées : une basse fréquence et une plus haute, associées respectivement au phénomène de battement et au détachement tourbillonnaire. Häggmark [35] met également en évidence ces instabilités expérimentalement en analysant les densités spectrales de puissance des fluctuations de vitesse dans le cas d'une plaque plane soumise à un gradient de pression (FIGURE 2.12b).

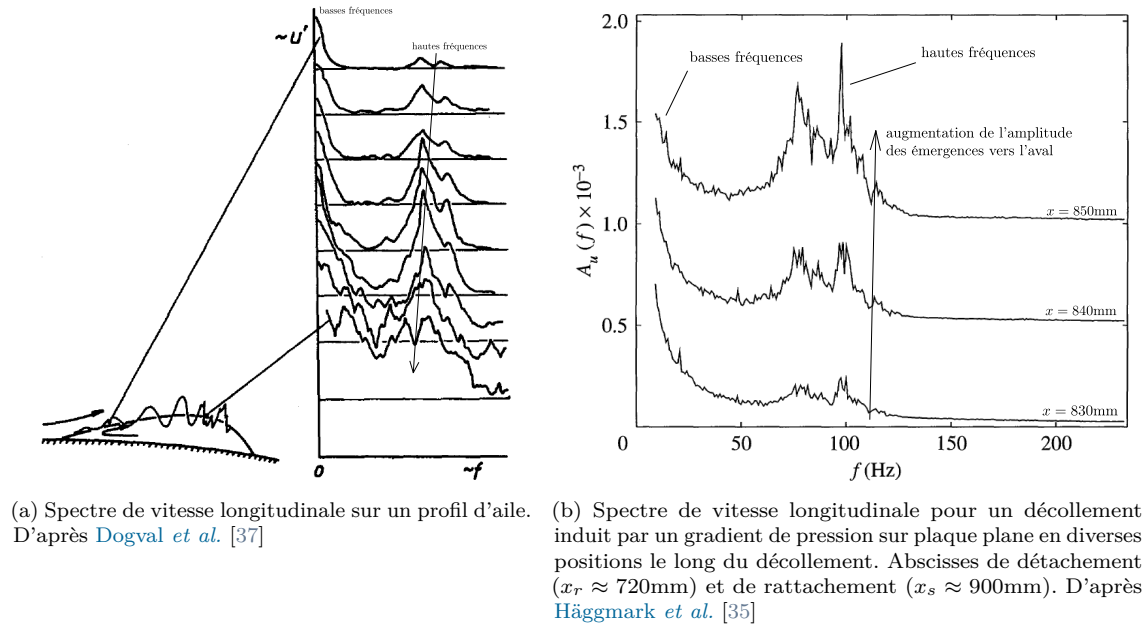


FIGURE 2.12 – Émergences typiques mises en évidence par les contenus spectraux de vitesse

Ces instabilités ont également été identifiées par Passaggia [31], qui a récemment étudié le développement de ces phénomènes instationnaires dans le cas de décollements dus à un gradient de pression induit par une bosse 2D similaire à celle étudiée dans ce travail. Le phénomène de battement est, dans cette étude, mis en évidence par de simples visualisations par colorant. Le colorant se fixant préférentiellement au voisinage de la couche de cisaillement, le mouvement vertical de celle-ci a pu être enregistré et sa transformée de Fourier évaluée. La FIGURE 2.13a représente les émergences identifiées en fonction du nombre de Reynolds et montre l'apparition du battement à partir d'un nombre de Reynolds critique. Par la suite, ces émergences augmentent en amplitude à mesure que le nombre de Reynolds augmente. La FIGURE 2.13b met également en évidence toujours pour ce même auteur le second groupe de fréquence discuté précédemment, par le biais de mesures PIV.

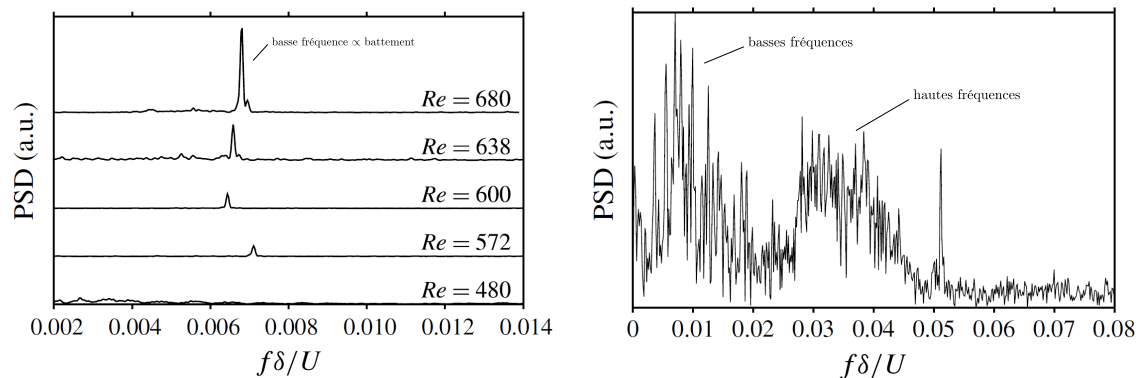


FIGURE 2.13 – Densité spectrale de puissance (P.S.D.) (d'après Passaggia [31]). Les nombres de Reynolds sont basés dans cette étude sur l'épaisseur de déplacement.

Les phénomènes de décollement laminaire et de recollement turbulent discutés dans le paragraphe

précédent sont caractérisés par trois signatures spectrales, deux modes relatifs au “shedding”, lequel résulte de lâchers tourbillonnaires issus des mouvements à grande échelle de la couche de mélange, et un apparenté au “flapping” qui se caractérise par un mouvement de “respiration” du bulbe lié à une dynamique d’ensemble du décollement.

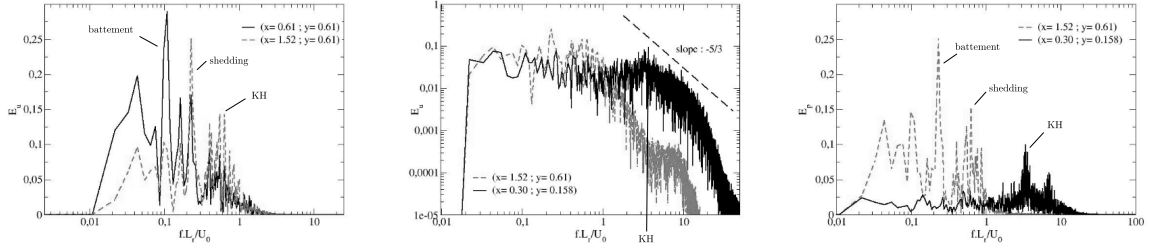


FIGURE 2.14 – Densités spectrales des fluctuations, en différents points d’une plaque épaisse, de la vitesse longitudinale (représentation Log-linéaire, à gauche et Log-Log, au centre) et de la pression fluctuante (à droite). D’après Tenaud *et al.* [29].

Dans le cas de décollements induits par une plaque épaisse, Tenaud [29] a mis en évidence ces trois fréquences émergentes des P.S.D. (FIGURE 2.14). En adimensionnant par la vitesse en amont et par la longueur de décollement, ce dernier montre, par le biais de mesures de pression instationnaire d’une part et de mesures de vitesse d’autre part, que l’on retrouve des émergences typiques qu’il associe à :

- le lâcher tourbillonnaire (shedding) à une gamme de fréquence adimensionnée allant de  $f \times L_R/U_\infty = 0.6$  à  $0.8$ .
- Le phénomène de battement (flapping) à une fréquence adimensionnée de  $f \times L_R/U_\infty = 0.12$ .
- L’oscillation de Kelvin-Helmholtz à une fréquence adimensionnée de  $f \times L_R/U_\infty = 3.4$ . Cette émergence gagne à être adimensionnée par l’épaisseur de vorticité et la vitesse de convection, et donne dans ce cas une fréquence adimensionnée de l’ordre de  $f \times \delta_\omega/U_{cv} = 0.33$  en parfait accord avec la fréquence généralement admise.

Ces modes émergents ont également été obtenus, pour un décollement induit par le bord d’attaque d’une plaque épaisse, par Cherry [10] (FIGURE 2.15) et par Kiya et Sasaki [11]. Il faut cependant remarquer que les signatures spectrales associées à ces instabilités ne sont détectables expérimentalement qu’à certains endroits dépendants de la nature de l’instabilité et également du type de mesures utilisé en tant qu’observable. En effet si l’on considère plus en détail l’étude de Cherry [10] où deux types d’observables sont analysés ; des fluctuations de pression et de vitesse, on peut remarquer différents comportements. Les contenus spectraux des fluctuations de pression le long de la plaque épaisse (FIGURE 2.15a) mettent en avant deux émergences du point de décollement  $x/L_R = 0$  jusqu’à  $x/L_R = 0.44$  environ. Le premier pic de fréquence adimensionnée  $fL_R/U_0$  est constant et voisin de  $0.12$  correspondant au battement et le second, dont la valeur adimensionnée se réduit à mesure que l’on s’écarte du point de décollement correspond à l’instabilité de Kelvin-Helmholtz. Pour des valeurs de  $x/L_R$  supérieures à  $0.6$ , un seul pic persiste et correspond au lâcher tourbillonnaire ( $f \times D_c/U_\infty \approx 0.2$ ).

Si l’on se réfère à présent aux contenus spectraux de vitesse (FIGURE 2.15b), une seule émergence est identifiée et évolue à mesure que l’on s’écarte du point de décollement. Cette évolution laisse à penser que l’instabilité de la couche de cisaillement (Kelvin-Helmholtz) transite vers le phénomène de lâcher tourbillonnaire de façon continue, et le supplante pour des valeurs de  $x/L_R$  supérieures à  $0.5$  environ (autrement dit, on passe d’une instabilité convective à une instabilité absolue). On remarque que les émergences de l’instabilité de la couche de cisaillement sont très prononcées pour les fluctuations de vitesse dans le champ de l’écoulement décollé. En revanche, à cet endroit le phénomène de battement n’est pas détecté dans le cas des mesures de vitesse ! L’origine de ce phénomène est actuellement très controversée comme nous l’avons évoqué précédemment, mais certaines hypothèses évoquent la possibilité d’une origine liée à certains aspects tridimensionnels et notamment à une ondulation transversale comme nous allons le

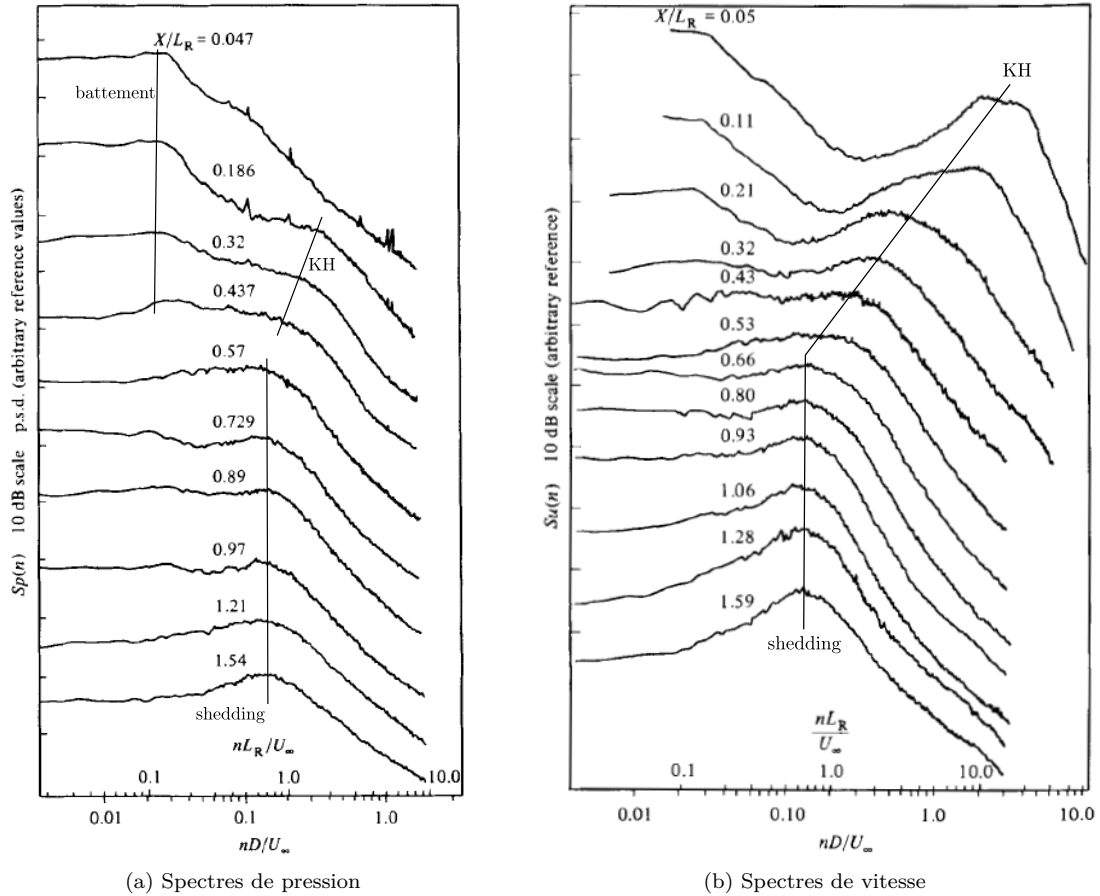


FIGURE 2.15 – Spectre de pression et de vitesse en différents points d'un écoulement décollé en configuration de plaque épaisse. D'après [Cherry et al. \[10\]](#).

voir par la suite.

### 2.2.3.3 Instabilités transversales/tridimensionalisation

Le passage de l'état stationnaire 2D à un état stationnaire 3D est mis en évidence numériquement [36] et expérimentalement [31] à partir d'un nombre de Reynolds critique. Cette instabilité transversale se présente sous la forme de cellules cohérentes de longueur d'onde  $\lambda$  de l'ordre de grandeur de la longueur de décollement (FIGURE 2.16). Les visualisations montrent également que ces structures ont un taux de croissance très faible et restent cohérentes dans le temps. Au jour d'aujourd'hui très peu d'études relatent ce phénomène et ses liens avec l'origine du battement de la couche de cisaillement.

L'origine même de cette structuration transversale n'étant pas encore parfaitement comprise, le scénario dynamique complet de l'évolution et de l'imbrication de l'ensemble de ces phénomènes instables ne peut pas être clairement établi.

### 2.2.4 Scénario dynamique et évolution présumée suivant le régime d'écoulement

L'ensemble des travaux recensés dans la littérature permettent de tracer les contours d'un scénario dynamique à mesure que le nombre de Reynolds augmente. Celui-ci débute pour les très faibles nombres de Reynolds en régime laminaire par l'apparition et la croissance spatiale d'un bulbe décollé stationnaire, sans activité dynamique à priori. Puis s'ensuit à partir d'un nombre de Reynolds critique, l'apparition de

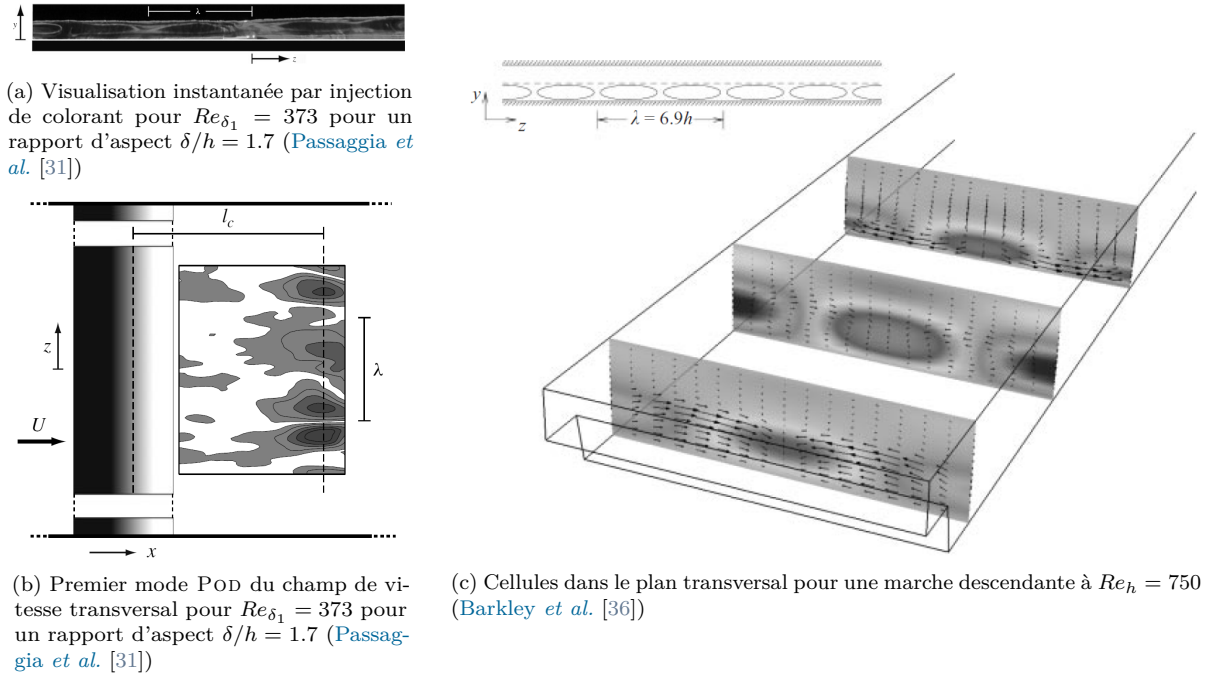


FIGURE 2.16 – Instabilités transversales (modulation).

phénomènes instables au voisinage du point de décollement dont l'origine la plus probable est associée à une oscillation transversale (comme décrit par Passaggia [31] sur la FIGURE 2.17a). L'activité de la zone cisailée (siège d'oscillation de type Kelvin-Helmholtz) induit par ce biais des perturbations. Ces perturbations non linéaires amorcent les mécanismes promoteurs de turbulence qui, au sein de la couche cisailée limitant le bulbe décollé, tendent à en réduire l'étendue (en moyenne). Les oscillations de la couche de mélange induisent des lâchers tourbillonnaires qui peuvent également et cela sous certaines conditions mener à des appariements tourbillonnaires. Trois types d'instabilités coexistent alors et semblent persister jusqu'à l'annihilation du décollement vers les hauts régimes d'écoulement. L'ensemble de ces phénomènes dynamiques est résumé sur le schéma de principe 2.17b.

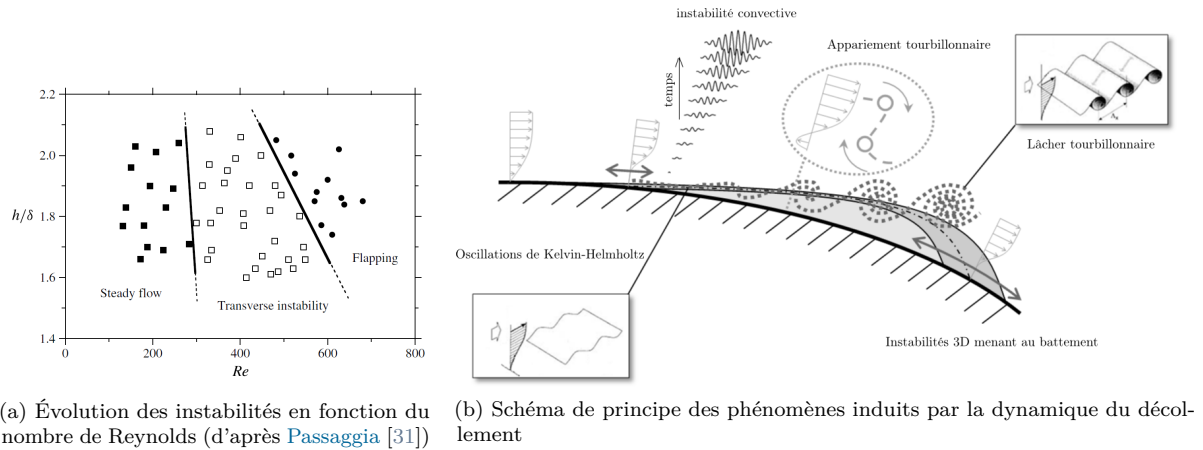


FIGURE 2.17 – Historique du développement des instabilités induites en fonction du nombre de Reynolds.

## 2.3 Remarque sur le décollement induit par un effet de courbure

### 2.3.1 Sensibilité aux conditions amont

Comme déjà mentionné précédemment, ce type de décollement est, contrairement au décollement inertiel qui fixe la position de décollement, fortement sensible aux conditions amont. En effet, le point de décollement notamment peut osciller et constitue l'un des traits caractéristiques associés au décollement induit par un effet de courbure. Une perturbation même de faible amplitude en amont du décollement peut entraîner des changements majeurs sur le décollement en lui-même. La [FIGURE 2.18](#) issue des travaux de Dovgal illustre ces propos pour un décollement induit par une bosse 2D. Les deux spectres de fluctuations de vitesse estimés proches du point de décollement, sans et avec perturbations respectivement, montrent la réceptivité du décollement à une perturbation amont. On peut observer une réduction des basses fréquences qui est attribuée au transfert non-linéaire d'énergie entre les différentes composantes spectrales de la perturbation. Les effets induits par les perturbations extérieures ne peuvent être expliqués que très difficilement par une interaction locale, et il est plus raisonnable de considérer cet effet comme une conséquence convective de la perturbation de l'écoulement amont [2].

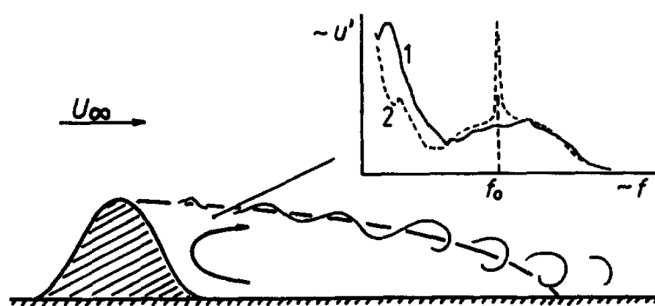


FIGURE 2.18 – Influence de l'écoulement amont sur la dynamique du décollement. Écoulement non perturbé (1) et perturbé (2) - (d'après [Dovgal \[37\]](#))

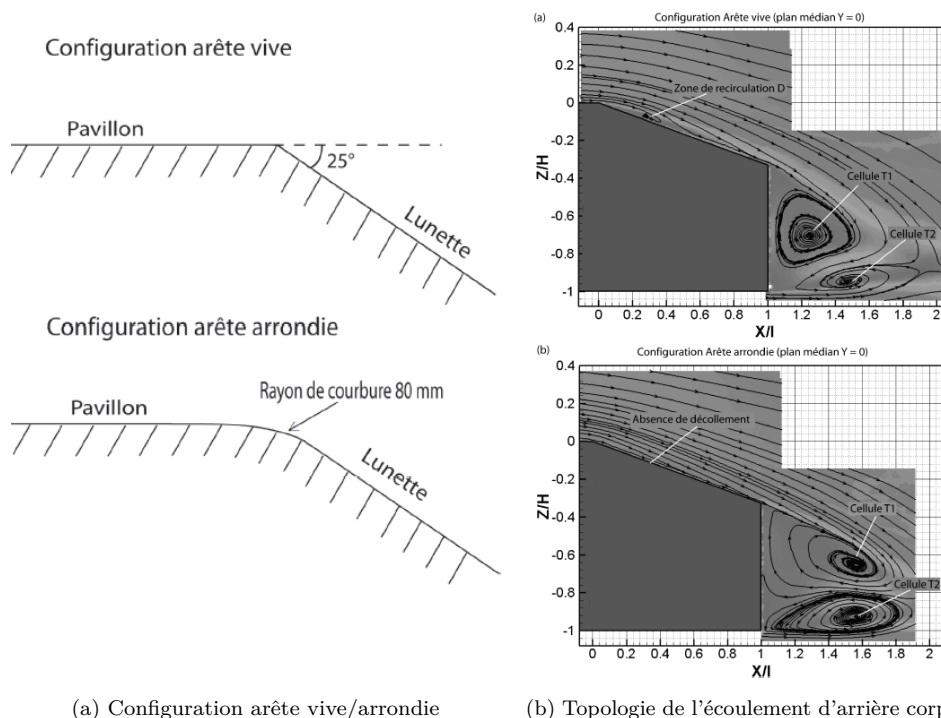
### 2.3.2 Interaction avec les structures de la turbulence

Le décollement associé à un effet de courbure étant sensible à l'écoulement amont comme discuté précédemment, la question de la cohabitation de l'écoulement décollé avec les structures de la turbulence se pose. En écoulement de couche limite non décollée, les structures de la turbulence ainsi que leurs mécanismes de formation et d'évolution (SSP : Self sustain process) ont été mis en évidence, de façon non exhaustive, notamment par [Adrian \[55\]](#), [Robinson \[67\]](#), [Hamilton \*et al.\* \[54\]](#), [Waleffe \(\[58\], \[59\], \[56\]\)](#), [Panton \(\[60\], \[61\]\)](#) et [Hwang et Cossu \(\[62\], \[57\]\)](#). En régime turbulent, l'une des questions est de savoir si ces mécanismes de formation auto-entretenus sont présents et valables au sein du décollement et si tel est le cas, comment ils interagissent avec les structures à plus grande échelle. Cette notion de dualité d'échelle reste à notre connaissance non traitée au jour d'aujourd'hui. On peut cependant citer les travaux de [Laval \*et al.\* \[53\]](#) et [Marquillie \*et al.\* \[34\]](#), qui par le biais de simulations DNS, discutent des liens dynamiques entre l'énergie cinétique turbulente et l'instabilité des "streaks" en écoulement turbulent décollé ([121], [122]).

### 2.3.3 Intérêt scientifique et applicatif

Hormis l'application (profil d'aile en incidence) qui est à l'origine de la géométrie d'obstacle étudiée dans cette thèse, l'analyse de la dynamique de l'écoulement induit par un décollement sur ce type d'obstacle, ainsi que les perspectives scientifiques et applicatives qui en découlent sont multiples. D'une façon générale et comme nous l'avons vu précédemment le phénomène de décollement est très présent et pénalisant

industriellement parlant. Deux types de configuration menant au décollement peuvent être considérés ; l’une induite par une rupture géométrique (décollement inertiel) et l’autre par un ralentissement de l’écoulement dû à un effet de courbure (gradient de pression). Le décollement inertiel semble au premier abord plus commun que celui induit par un effet de courbure, mais il n’en est rien. Pour illustrer tout l’intérêt d’étudier la dynamique des décollements induits par un gradient de pression, nous pouvons considérer l’écoulement se développant sur un corps épais. Le transport automobile est un bon exemple, car fortement impacté par le phénomène de décollement. De façon classique, la modélisation simplifiée d’un véhicule automobile proposée par Ahmed [51] est un bicorps cuboïde avec une lunette arrière, l’arête entre la lunette arrière et le hayon étant vive. Ce type de corps est associé à une catégorie de véhicule à coffre “intégré” au corps de véhicule (Clio, 205, etc..).



(a) Configuration arête vive/arrondie (b) Topologie de l’écoulement d’arrière corps  
FIGURE 2.19 – Influence de l’effet de courbure sur le décollement d’un corps épais (corps de Ahmed, d’après Thacker [45]).

Bien que le modèle semble à priori proche dans les grandes lignes du véhicule réel, les arêtes vives du corps de Ahmed ne sont pas représentatives des véhicules commerciaux, notamment de part le design, où le “lissage” des formes est une règle. Dynamiquement, le comportement du décollement n’est pas le même comme l’a illustré Thacker [45]. En effet, la FIGURE 2.19 montre l’effet d’un émoussage de l’arête sur la topologie moyenne du décollement. On constate que non seulement le décollement présent sur la lunette arrière du corps dans le cas d’une arête vive n’est plus présent, mais que la topologie de l’écoulement sur l’ensemble du corps est modifiée de façon significative. On remarque que sur cet exemple, les tourbillons toriques de culot se décalent assez fortement à l’arrière du corps de Ahmed (FIGURE 2.19). Cet exemple montre également la sensibilité très marquée du décollement vis-à-vis des conditions aux limites et des conditions amont. L’intérêt de comprendre les mécanismes mis en jeu dans un écoulement soumis à un effet de courbure est double. D’une part, il permettrait de part une meilleure connaissance dynamique, de connaître et de mieux appréhender la réceptivité de cette configuration vis-à-vis du décollement en vue du contrôle, et d’autre part d’apporter des solutions en termes applicatifs à une problématique industrielle très importante.



## 2.4 Bref clin d’œil sur les stratégies de contrôle des décollements

Le contrôle des décollements est depuis quelques dizaines d’années un axe de recherche prioritaire sur lequel différentes actions amont au niveau national ont été lancées. On peut par exemple citer la création en janvier 2002 du GDR 2502 “Contrôle des décollements”, qui réunit de nombreux laboratoires et de grands groupes industriels autour de cette thématique. Les études engagées par ce groupe de recherche fédérateur ont permis de favoriser les échanges ainsi que le lancement de différents projets collaboratifs. Ces recherches ont entre autres permis de mettre en avant les liens entre la dynamique du décollement et son contrôle. Ces liens plus ou moins étroits dépendent en particulier du type de contrôle et de la stratégie employée. L’optique de ce bref clin d’œil sur les stratégies de contrôle des décollements est d’en préciser les liens et de souligner les efforts qu’il est encore nécessaire de faire, en termes de caractérisation dynamique, pour mettre en œuvre ces stratégies de contrôle envisagées. Pour cela il est nécessaire de faire un point sur les différentes stratégies de contrôle, avant de pouvoir préciser l’apport d’une meilleure connaissance de la dynamique intrinsèque du décollement de couche limite.

### 2.4.1 Différentes stratégies de contrôle

De nombreuses classifications des différentes stratégies de contrôle ont été proposées dans la littérature, la plus populaire étant celle proposée par [Gad-El-Hak](#) [19]. Cependant, d’autres classifications plus ou moins complexes ont également vu le jour à l’image de celle proposée par [Cattafesta](#) [46] et [Pastoor](#) [48]. Mais la classification qui retient le plus notre attention est celle de [Moin et Bewley](#) [47] qui proposent quatre classes :

- La première catégorie concerne les schémas dits “adaptatifs” pour lesquels une identification du système et la conception du régulateur sont employées sans prendre en compte la dynamique de l’écoulement. Ces algorithmes sont essentiellement basés sur des boucles fermées de type feedback suivant la théorie linéaire de l’automatique, les réseaux adaptatifs linéaires ou non-linéaires.
- La deuxième catégorie rassemble des schémas basés sur des arguments physiques, où la dynamique est comprise. L’emploi de ces méthodes est encore limité puisqu’il dépend de la compréhension de la physique de l’écoulement décollé.
- La troisième catégorie est constituée par les schémas basés sur la réduction d’ordre des systèmes dynamiques, par exemple avec l’application de la POD (Proper Orthogonal Decomposition). Ce procédé d’assimilation de données permet une simplification de la dynamique complète de la physique du décollement régie par les équations de Navier-Sokes.
- La dernière catégorie traite du contrôle optimal où l’intégralité de l’état de l’écoulement est connu en chaque instant. Cette voie est directement liée aux équations gouvernant l’écoulement, c’est-à-dire les équations de Navier-Stokes.

Les seconde et troisième catégories sont ici directement en lien avec les développements et l’apport de cette thèse. Mais parmi l’ensemble des stratégies de contrôle, l’une des plus pertinentes énergétiquement parlant est celle qui consiste à utiliser et exciter les modes instables naturels [123].

### 2.4.2 Idée générale : stimuler la couche de cisaillement

L’idée est de jouer sur le profil de vitesse de couche limite pour agir sur le décollement, et plus précisément sur sa courbure à la paroi. En présence d’un décollement, la pente au niveau de la paroi, i.e.  $\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{y=0}$  est négative en aval du point de décollement et positive en amont. Une condition nécessaire pour qu’une couche limite bidimensionnelle stationnaire décolle est que :  $\left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)_{y=0} > 0$ . En effet, la naissance d’un

écoulement de retour, i.e. dans le sens inverse de l'écoulement (se manifestant par une vitesse nulle à la paroi) est associé à un point d'inflexion. Pour "renforcer" la couche limite et ainsi défavoriser l'apparition du décollement, la technique généralement employée est d'injecter de la quantité de mouvement en amont du décollement, afin d'apporter des perturbations antagonistes au décollement.

L'un des moyens simples pour cela est d'utiliser le fait que la couche limite est plus résistante au décollement si elle est turbulente. En effet, une couche limite turbulente est un excellent transporteur de quantité de mouvement et possède la propriété de mélanger le fluide ralenti près de la paroi au fluide rapide situé dans la région plus éloignée de celle-ci. L'énergie cinétique des particules de couche limite est alors suffisante pour supporter le gradient de pression défavorable sans subir de décollement de couche limite. Une première méthode consiste à accroître le développement des ondes de Tollmien-Schlichting, responsables des instabilités qui déclenchent la transition. Une seconde approche tend à introduire dans la couche limite des perturbations de grande amplitude, afin de faire répondre les mécanismes naturellement instables (croissance d'instabilités).

La connexion entre le décollement de couche limite et son contrôle réside dans la réceptivité de celui-ci à une perturbation extérieure. La méthode consiste à introduire une perturbation périodique en amont du décollement en vue de réduire ce dernier. Cette idée est basée sur trois aspects fondamentaux ; la réceptivité de l'écoulement décollé, les instabilités naturelles et la sensibilité de la position de transition laminaire-turbulent du bulbe décollé. Le contrôle permet ainsi l'adaptation du forçage par l'intermédiaire de l'actionneur. Si le forçage ne varie pas dans le temps et ne nécessite pas de capteurs pour estimer l'état du système, le contrôle est alors qualifié de prédéterminé ou en boucle-ouverte. A l'opposé, un algorithme mathématique peut modifier en temps réel le forçage en fonction de la prise de mesures de l'état du système par l'intermédiaire de capteurs. Ce type de contrôle est alors nommé réactif ou en boucle fermée.

### 2.4.3 Liens entre dynamique et contrôle

La philosophie et les perspectives futures du contrôle d'écoulement de façon générale passent par le rapprochement de la théorie du contrôle avec celle de la stabilité afin de dégager une physique du contrôle [49]. La caractérisation instationnaire et le contrôle d'écoulement sont donc intrinsèquement liés car il est nécessaire de connaître la dynamique du décollement pour envisager son contrôle (§2.4.1). Ces dernières années, les limites du contrôle instationnaire prédéterminé se dessinent. Le potentiel applicatif du contrôle où la perturbation s'adapte automatiquement à l'écoulement est fortement soutenu par les industriels, notamment dans le secteur de l'automobile (§1.2.3). Ce contrôle, qualifié de réactif, ouvre de nouvelles perspectives et nécessite la transversalité des domaines avec les mathématiques appliquées et l'automatique linéaire et non-linéaire. Il est à noter qu'à l'heure actuelle, la compréhension de la physique impliquée dans le contrôle des écoulements est souvent insuffisante pour la majorité des applications. A l'heure actuelle, le contrôle d'écoulements au sens large du terme peut se voir comme une modification de l'état naturel d'un écoulement vers un état désiré par le biais, par exemple, d'une petite perturbation locale induite en vue de modifier le comportement d'un écoulement à plus grande échelle [50]. On cherche donc à modifier l'état d'un écoulement. La conception des actionneurs dans le domaine du contrôle expérimental doit, de façon naturelle, être guidée par les principes physiques du phénomène à contrôler. Ainsi, il est possible de retarder ou d'empêcher le décollement en exploitant diverses propriétés de la couche limite décollée ou sur le point de décoller. Ce dernier point oriente les stratégies de recherche actuelles avec pour objectif de répondre à certaines questions qui restent à ce jour ouvertes.



## 2.5 Questions ouvertes et stratégie de recherche

### 2.5.1 Questions ouvertes

Les études antérieures sur les aspects dynamiques associés au phénomène de décollement de couche limite ont permis de démontrer un certain nombre de propriétés et de valider certaines hypothèses mais elles ont également opposé diverses questions et soulevé plusieurs problématiques. A titre d'exemple, les perspectives mentionnées récemment par Robinet [1] sont à l'image des besoins en terme de recherche actuelle. Ces perspectives sont reprises ici dans cet extrait à titre informatif : *“Moreover, in an Lsb where curvature effects are important, convective or global instabilities, both related to centrifugal mechanisms, are also possible. Although we are beginning to understand the bursting (Marxen and Henningson 2011), it is necessary to continue the investigation. The dynamics of a long laminar separation bubble (Tsb) ? It is likely that the Tsb also develop instabilities resulting in coherent structures. However, the physical mechanisms at work in these flows are much less well known. For example, a Tsb may have self-sustained low-frequency oscillations. Are the mechanisms at work comparable to those observed in an Lsb ? What is the influence of upstream turbulence on the dynamics of the bubble ? In the future it will be necessary to provide some answers to all these questions.”*

En effet, bien que ces analyses aient mis en évidence un certain nombre de caractéristiques et d'hypothèses sur l'origine du battement, l'origine de ce dernier reste controversé ! Une autre problématique soulevée lors des études antérieures porte sur la persistance des phénomènes instables à plus haut nombre de Reynolds comme discuté précédemment. La possibilité du couplage par une excitation locale des instabilités induites par le décollement traduit un besoin d'améliorer nos connaissances de la dynamique du décollement qui s'avère dès lors être un levier potentiel pour le contrôle actif. Finalement, une autre question soulevée concerne le rôle de la turbulence dans la dynamique propre du décollement et notamment la prise en compte des structures cohérentes dans les mécanismes instables mis en jeu lors du décollement. Les nombreuses questions soulevées lors des travaux antérieurs menés sur le sujet ont conduit à la formulation de certaines problématiques abordées en partie dans la présente étude ainsi que d'une stratégie de recherche permettant d'y répondre.

### 2.5.2 Stratégie de l'étude

La présente étude reprend en partie les outils et stratégies développés dans les études antérieures à faibles nombres de Reynolds. Fort de l'expérience acquise sur l'étude expérimentale des décollements de couche limite, une attention plus particulière sera toutefois portée sur la caractérisation des instabilités et leur organisation spatio-temporelle. Dans le cadre de cette thèse, nous étendons le domaine d'étude dynamique du décollement à une configuration d'écoulement plus rapide, se positionnant ainsi dans la continuité des études les plus récentes sur le sujet [31]. Une large gamme de nombres de Reynolds sera ainsi couverte et permettra de prolonger et de caractériser de façon expérimentale les différentes hypothèses d'évolution dynamique soutenue. Les effets d'inertie tendant à réduire voire à annihiler le décollement, nous étudierons, dans le cadre de cette thèse, le comportement dynamique des faibles nombres de Reynolds jusqu'à celui marquant la suppression du décollement. Différentes approches seront employées dans cette optique de caractérisation, comme par exemple l'analyse stochastique et corrélatoire des champs de vitesse. Notre stratégie d'étude portera donc essentiellement sur la caractérisation de l'écoulement et visera à mettre en évidence les instationnarités identifiées à plus faibles nombres de Reynolds par les études antérieures. Ces travaux ne prétendent pas analyser au sens propre du terme les mécanismes instables, mais plutôt les caractériser, aussi bien temporellement que spatialement, en complément des travaux numériques et expérimentaux précédemment étudiés dans la littérature sur cette même configuration d'écoulement. L'un

des points clés étant de savoir s'il est possible d'extraire expérimentalement, par le biais d'outils appropriés, des informations essentielles (notamment sur l'état de l'écoulement décollé) pour le contrôle d'écoulement. Ce dernier point sera discuté en perspective de ces travaux.

# Outils d’investigation expérimentaux

## Sommaire

<b>3.1 Dispositif expérimental . . . . .</b>	<b>49</b>
3.1.1 Canal hydrodynamique polarographique . . . . .	49
3.1.2 Géométrie d’obstacle étudiée . . . . .	51
<b>3.2 Moyens de mesure expérimentaux . . . . .</b>	<b>51</b>
3.2.1 Méthodes optiques . . . . .	51
3.2.2 Méthode électrochimique . . . . .	57
3.2.3 Synthèse avantages/défauts des techniques de mesure utilisées . . . . .	62
<b>3.3 Méthodes de traitements . . . . .</b>	<b>63</b>
3.3.1 Analyses corrélaire et spectrale . . . . .	64
3.3.2 Méthodes de détection des structures cohérentes . . . . .	65
3.3.3 Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres . . . . .	67

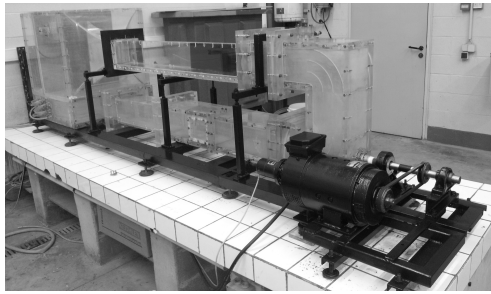
Le travail présenté dans ce manuscrit repose intégralement sur des essais expérimentaux. Ces essais de caractérisation dynamique du phénomène de décollement (induit par une géométrie de type “bosse”) sont réalisés à l’aide d’un des canaux hydrodynamiques polarographiques du laboratoire TEMPO. Ce dernier a fait notamment l’objet d’aménagements et d’adaptations spécifiques en vue de cette étude. Ce chapitre a pour objet de détailler les outils d’investigations, c’est à dire ; le dispositif expérimental, les diverses techniques de mesure et les méthodes d’analyse mises en œuvre lors de cette étude. Les moyens de mesures spécifiques tels que la méthode électrochimique (MELEC) et la vélocimétrie volumétrique 3 composantes (V3V), feront l’objet d’une attention toute particulière et également d’un développement plus complet que les moyens de mesure sous-entendu plus “classiques” comme la PIV et la LDV par exemple.

## 3.1 Dispositif expérimental

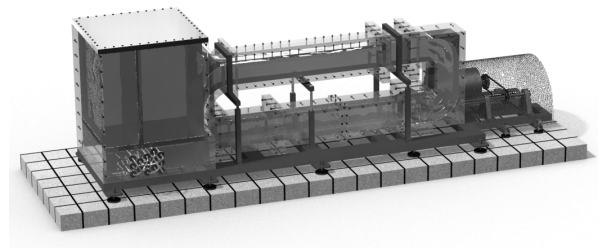
### 3.1.1 Canal hydrodynamique polarographique

L’ensemble des expérimentations a été mené dans l’un des canaux hydrodynamiques à retour du laboratoire TEMPO, réalisé entièrement en altuglas (FIGURE 3.1) et conçu pour fonctionner à basse vitesse. La qualité d’une telle installation est déterminée par sa capacité à générer un écoulement stable en temps et homogène en espace, même pour de très faibles vitesses. Suivant cette idée, ce canal présente une très faible intensité de turbulence (rapport de contraction du convergent supérieur à 25), contribuant ainsi à une

homogénéité spatiale de très bonne qualité. Ce canal est dédié, depuis longtemps, à l'étude des transferts de masse locaux appliqués à l'étude d'écoulements turbulents pariétaux. Il est équipé d'un moteur à courant continu (permettant de ne pas induire de fréquences parasites lors des acquisitions électrochimiques) d'une puissance de 2.2 kW qui entraîne, par le biais d'une transmission par courroie, une hélice placée dans la veine de retour. La vitesse de débit maximale atteinte pour une veine de section carrée est de l'ordre de 1.5 m/s. Mais, dans le cadre de cette étude, qui traite de l'écoulement décollé en milieu confiné, une plaque séparatrice a été introduite afin d'obtenir une configuration de type canal plan. Un convergent spécifique a été également réalisé pour assurer une bonne continuité de l'écoulement à l'entrée du canal et ainsi éviter une génération de turbulence parasite trop importante en amont de la zone d'étude. Cette configuration d'étude permet d'atteindre des vitesses de débit maximales de 1.6 m/s. La chambre de tranquillisation, placée en amont de la veine d'expérience, est équipée d'une plaque de 100 cm<sup>2</sup> en platine pour les mesures électrochimiques.



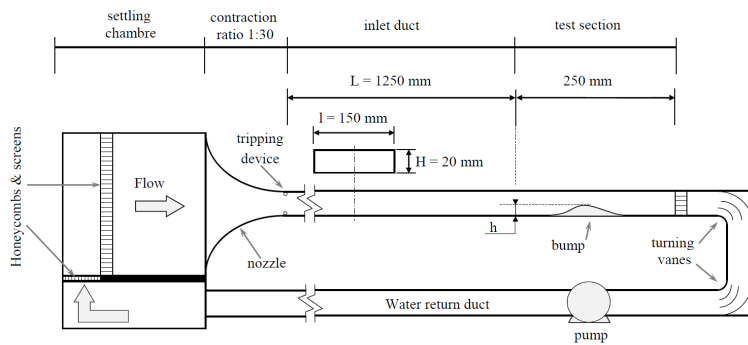
(a) Photographie



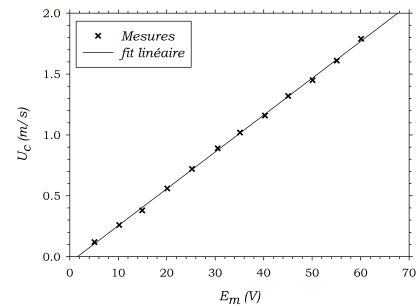
(b) CAO

FIGURE 3.1 – Canal hydrodynamique polarographique.

Ce canal hydrodynamique dans sa nouvelle configuration est de type canal plan (la FIGURE 3.2a présente un schéma de l'ensemble dans sa version simplifiée) de hauteur  $H = 20$  mm et de dimensions transversales  $150 \times 20$  mm<sup>2</sup> (rapport d'aspect de 7.5 : 1). Cette installation a été utilisée récemment pour une étude sur la turbulence de paroi [63] avec un rapport d'aspect de 15 : 1. Ce rapport est considéré comme suffisant selon Dean [78], qui recommande 7 : 1, pour garantir la bidimensionnalité de l'écoulement. L'écoulement est également déclenché à l'entrée du canal par une barre de 1 mm de diamètre. L'obstacle étudié, semblable à celui utilisé dans les travaux de Marquillie *et al.* [33] est monté sur la paroi inférieure du canal plan à 1250 mm de l'entrée ( $62.5H$ ). La calibration en vitesse du canal a été réalisée dans cette configuration avec obstacle. La vitesse de rotation de l'hélice est dans ce cas proportionnelle à la tension imposée aux bornes du moteur à courant continu. Dans la zone d'essai, le débit volume ( $Q_v$ ) de l'écoulement est lié à la vitesse de rotation  $N_v$ , de part le premier invariant de Rateau ( $Q_v/N_v = cte$ ). La vitesse de l'écoulement au centre de la veine d'essai (noté  $U_c$ ) est donc proportionnelle à la tension d'alimentation (noté ici  $E_m$ ). La fonction de transfert correspondante a été déterminée et est représentée sur la FIGURE 3.2b.



(a) Schéma dimensionnel du banc d'essai avec implantation de l'obstacle



(b) Fonction de transfert du canal

FIGURE 3.2 – Caractéristiques du banc d'essai.

### 3.1.2 Géométrie d'obstacle étudiée

Nous nous intéressons au décollement se développant suite à un effet de courbure. Plus précisément, le décollement est ici induit par le gradient de pression adverse introduit par la courbure d'un obstacle de type "bosse 2D". Pour cela, une géométrie d'obstacle (FIGURE 3.3) a dû être choisie et notre choix s'est porté sur une "bosse" qui a été conçue à l'origine par le groupe DASSAULT AVIATION pour reproduire en régime turbulent le gradient de pression de l'extrados d'un profil d'aile à grand angle d'attaque [33], cette géométrie est ainsi représentative des écoulements décollés rencontrés dans des applications industrielles aéronautiques. Cette géométrie présente également l'avantage d'être répertoriée dans la littérature et de ce fait, plusieurs études expérimentales ([31], [79]) et numériques ([33], [32], [53]) font office de point de référence.

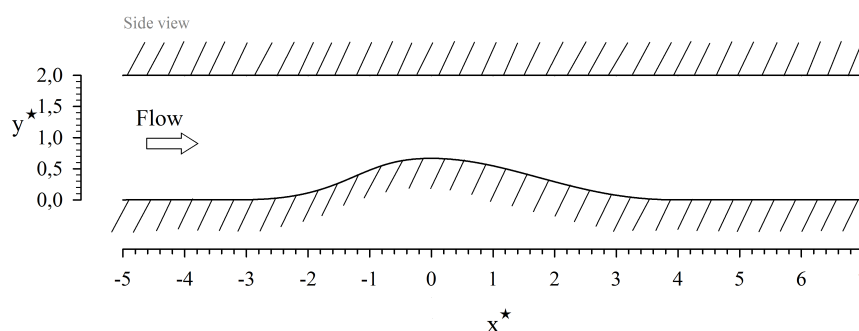


FIGURE 3.3 – Définition géométrique de l'obstacle 2D étudié (vue du côté).

Le régime d'écoulement qui nous intéresse étant turbulent, il en résulte un décollement fortement instationnaire dont le bulbe de recirculation ne peut être défini qu'au sens statistique. La bosse a une hauteur  $h$  de 6.7 mm et une longueur caractéristique  $L$  de  $10h$ , elle est également instrumentée de 27 sondes électrochimiques affleurantes de section circulaire de 0.2 mm de diamètre positionnées sur son plan médian. Par la suite et pour des considérations à la fois pratiques et de similitude, la demi-hauteur du canal ( $H/2$ ) sera prise comme référence vis-à-vis de la configuration semi-confinée. Les nombres de Reynolds considérés seront définis par  $Re_\tau = u_\tau \times H/2\nu$  (auss appelé nombre de Kármán) et les indices  $c$  et  $b$  désigneront respectivement des grandeurs prises au centre du canal (valeurs maximales) et dites débitantes (bulk). Le symbol  $\star$  fera référence par la suite à l'adimensionnement par  $H/2$ .

## 3.2 Moyens de mesure expérimentaux

### 3.2.1 Méthodes optiques

Nous discuterons ici des méthodes optiques utilisées dans cette étude et une attention toute particulière sera portée sur la vélocimétrie volumétrique 3 composantes.

#### 3.2.1.1 Visualisations par caméra rapide

Dans une première approche, nous avons effectué des visualisations par tranche (visualisation par tomographie<sup>1</sup> laser) en ensemençant le fluide avec des particules d'iriodine<sup>®</sup> (2 à 15  $\mu m$  de diamètre moyen). Ces particules sont ensuite éclairées par un plan laser (Laser Continu QUANTUM EXCEL<sup>®</sup>, de longueur d'onde 532 nm). Les films sont acquis avec une caméra IMPERX<sup>®</sup> (IPX-VGA210) équipée d'une optique Nikon<sup>®</sup> (AF NIKKOR 50 mm f/1.8D) à une cadence de 100 imgs/s. Cette installation permet de suivre le

1. *Etymologie* du Grecque "tomê :coupe"

déplacement des particules entraînées par le fluide dans ses mouvements et de mettre en évidence les zones de recirculation ou de plus faible vitesse.

### 3.2.1.2 Anémométrie laser à effet Doppler

La vélocimétrie laser Doppler (abrégée en LDV pour Laser Doppler Velocimetry) est une méthode optique de mesure locale et instantanée de la vitesse d'un écoulement, classiquement utilisée en mécanique des fluides et relativement ancienne [80]. Cette méthode présente l'intérêt d'être non-intrusive et de permettre une étude fréquentielle de l'écoulement. En effet, les mesures de vitesse par les méthodes PIV ou V3V, comme nous le verrons par la suite, donnent accès à deux ou trois composantes de vitesse dans un plan ou dans un volume, mais ne résolvent pas les plus petites échelles temporelles de la turbulence. Bien que la TR-PIV (PIV résolue en temps ou dite "haute cadence") résolve ces petites échelles temporelles (cadence typique d'acquisition de l'ordre de quelques kHz), les temps d'acquisition correspondant à une série d'essais sont bien loin d'être suffisants pour obtenir un contenu spectral représentatif à la fois des petites et des grandes échelles présentes dans un écoulement turbulent. Afin d'étudier notamment les éventuelles émergences dans les contenus spectraux de vitesse et également en vue d'observer les fluctuations de vitesse les plus rapides, nous avons complété avantageusement les mesures optiques de champ par des mesures d'anémométrie laser à effet Doppler. Dans ce cas, l'écoulement nécessite d'êtreensemencé par des particules de dimensions suffisamment faibles pour émettre l'hypothèse que les vitesses mesurées à l'aide des particules correspondent bien à celles de l'écoulement. Un inconvénient de la méthode est qu'elle ne permet pas d'obtenir directement des signaux à fréquence fixe, du fait du passage aléatoire des particules. Un ré-échantillonnage est donc nécessaire pour effectuer une analyse en fréquence par transformée de Fourier. La vélocimétrie laser Doppler présente l'avantage d'être particulièrement adaptée aux mesures proche paroi, bien que l'ensemencement en particules dans cette région puisse présenter quelques soucis. Dans le cadre de cette thèse, le système utilisé est un système Dantec Dynamics® FlowExplorer™ "High Power" à deux paires de faisceaux perpendiculaires permettant d'obtenir deux composantes de la vitesse du fluide. La longueur d'onde de la première paire de faisceaux est de 660nm (rouge) et la seconde est de 785nm (proche infra-rouge). La lentille convergente utilisée a une distance focale de 150mm. Dans le cas d'une intersection dans l'air, le volume de mesure obtenu avec cette focale est d'environ  $0.292 \times 0.058 \times 0.057 \text{ mm}^3$  pour la première paire et d'environ  $0.348 \times 0.070 \times 0.068 \text{ mm}^3$  pour la seconde (longueur  $\times$  largeur  $\times$  hauteur). La résolution spatiale correspond donc à la longueur des volumes de croisement des faisceaux. Le signal est traité par le processeur de signal BSA F60 et les résultats sont visualisés puis exportés à l'aide du logiciel BSA Flow Software™. L'écoulement estensemencé à l'aide de particules d'iriodine® dont le diamètre moyen est compris entre 2 et 15  $\mu\text{m}$ . Une correction de profondeur de croisement (associé à la variation de l'indice de réfraction) est également apportée en vue de palier aux déviations optiques induites lors du passage des faisceaux dans la veine d'essai (altuglas " $n_{altu} = 1.46$ " et eau " $n_{eau} = 1.33$ "), cette correction a par la suite été vérifiée de façon directe.

### 3.2.1.3 Vélocimétrie par images de particules

#### *Principe général*

La vélocimétrie par images de particules (abrégée en PIV, pour Particle Image Velocimetry) est une technique anémométrique reposant sur la détermination du déplacement de particules dans un plan (tomographie laser). Une source laser génère deux impulsions, séparées d'un laps de temps prédéterminé que l'on notera  $\Delta t$ . Le faisceau laser cylindrique est transformé en nappe au passage d'une lentille sphérique et cylindrique, avant d'être acheminé dans la zone d'essai préalablementensemencée de particules. La taille de ces particules est supposée suffisamment faible pour suivre le plus fidèlement possible la dynamique de l'écoulement à analyser. Une caméra CCD, synchronisée avec le laser par le biais d'un synchroniseur,

TABLEAU 3.1 – Caractéristiques d'acquisition.

	Optiques	Fenêtre d'interrogation ( <i>pixels</i> <sup>2</sup> )	Résolution spatiale ( <i>mm</i> )	Taille de champ ( <i>mm</i> <sup>2</sup> )
PIV-Classique	105 mm f/2.8D	16×16	0.30	50×50
SR-PIV	105 mm f/2.8D	16×16	0.08	50×30
TR-PIV	105 mm f/2.8D	24×24	0.397	50×28

fait l'acquisition des champs de particules illuminés par les brèves impulsions laser et enregistre deux images consécutives. Le déplacement local des particules est alors déterminé par corrélation locale (sur une fenêtre dite d'interrogation) entre les deux champs instantanés des positions de particules. Le déplacement allié à la connaissance de l'intervalle temporel suffisamment court entre les deux instantanés permet de déterminer le champ des vitesses. Après l'analyse corrélatoire, visant à extraire le déplacement local noté  $\Delta\vec{x}$ , le champ de vecteur vitesse est calculé au centre de chaque fenêtre d'interrogation par la relation très simple ;  $\vec{u} = \Delta\vec{x}/\Delta t$ , (généralement un recouvrement de 50% est réalisé entre deux fenêtres). Le principe de l'analyse corrélatoire repose sur la maximisation de l'inter-corrélation normalisée entre les niveaux de gris des fenêtres d'interrogation d'une image à l'autre [81]. Le déplacement local est alors défini par la position du maximum de l'inter-corrélation. Le délai entre deux impulsions laser est fixé de manière à ce que les particules présentes dans l'écoulement se déplacent d'environ un quart de la fenêtre d'interrogation durant ce délai.



(a) Laser Quantronix Darwin-Duo et caméra Phantom V641



(b) Laser Quantel BSLT220 et caméra TSI Powerview

FIGURE 3.4 – Configurations PIV ; (a) haute et (b) basse cadence.

*Piv Classique (2d2c) - Piv à haute résolution spatiale (Sr-Piv) - Piv résolue en temps (Tr-Piv)*

Dans cette étude, nous avons mis en place deux différents types de PIV. Le premier est un système de PIV classique (basse cadence) pour lequel les champs de vitesse sont décorrélés les uns des autres. Nous ferons la distinction pour ce type de PIV entre deux résolutions spatiales différentes ; l'une plus classique et l'autre que nous qualifierons de résolue spatialement (SR-PIV). Cette dernière donne accès aux petites échelles spatiales de l'écoulement. Le second système est de type PIV à haute cadence (Time-resolved PIV, que nous nommerons par la suite TR-PIV) souvent appelé plus simplement PIV rapide, avec ce système, nous avons accès aux dynamiques temporelles des plus grandes échelles de l'écoulement. Ce paragraphe a pour objet de décrire le matériel nécessaire à chacune de ces deux méthodes. Le logiciel de traitement utilisé est le logiciel INSIGHT 3G de TSI.

- La PIV (basse cadence) classique et SR-PIV.

Le système utilisé ici (FIGURE 3.4b) est un ensemble TSI. Dans cette étude, des mesures par PIV basse cadence (2D-2C) ont été réalisées dans le plan médian de l'obstacle et également selon 10 positions tangentes



TABLEAU 3.2 – Paramètres d'acquisition.

	$Re_\tau$	$\Delta t$ ( $\mu s$ )	Fréquence d'acquisition (Hz)	Taille capteur (pixels <sup>2</sup> )	Taille pixel ( $\mu m$ )
PIV	125	150	7.5	2024×2024	7,4
SR-PIV	60	400	1Hz	4864×3232	7,4
	125	150			
	165	80			
	255	50			
	320	30			
	375	25			
	440	22			
	500	16			
	555	14			
	605	13			
TR-PIV	125	650	75	2560×1600	10,0
	255	300	175		
	375	193	270		
	605	117	450		

au plan de référence à la base de l'obstacle selon les configurations décrites FIGURES 3.5a et 3.5b. Le plan laser est produit par un laser ND-YAG "Quantel BSLT220" double impulsion fonctionnant à une longueur d'onde de 532 nm (vert), à une fréquence maximale de 7.5 Hz. L'énergie maximale de chaque impulsion laser est de 200 mJ pendant 8 ns. Le plan laser est généré par le positionnement d'une lentille demi-cylindrique divergente en sortie du faisceau laser permettant l'ouverture de la nappe laser, suivie d'une lentille hémisphérique convergente de grande longueur focale, limitant l'épaississement de la nappe laser à mesure que l'on s'éloigne de la source laser. L'épaisseur de nappe laser formée est d'environ 0.7 mm. La fréquence d'acquisition des couples d'images est de 7.5Hz dans le meilleur des cas ce qui signifie que les champs de vitesse peuvent être considérés comme indépendants. Les caméras CCD utilisées dans le cadre de cette étude sont des Powerview TSI 12 bits équipées soit d'un capteur carré de 2048×2048 pixels<sup>2</sup> (PIV Classique), soit d'un capteur rectangulaire de 4864×3232 pixels<sup>2</sup> (SR-PIV), cette dernière caméra limite la cadence d'acquisition à 1Hz. La synchronisation est réalisée par un synchroniseur TSI (Modèle 610035). Les paramètres ainsi que les caractéristiques d'acquisition sont reportés dans les tableaux 3.1 et 3.2. Les clichés PIV correspondant aux nombres de Kármán de 660 et 730 ne seront pas par la suite exposés car leur évolution n'est pas significative et ils n'apportent pas d'informations supplémentaires par rapport au nombre de Kármán de 605.

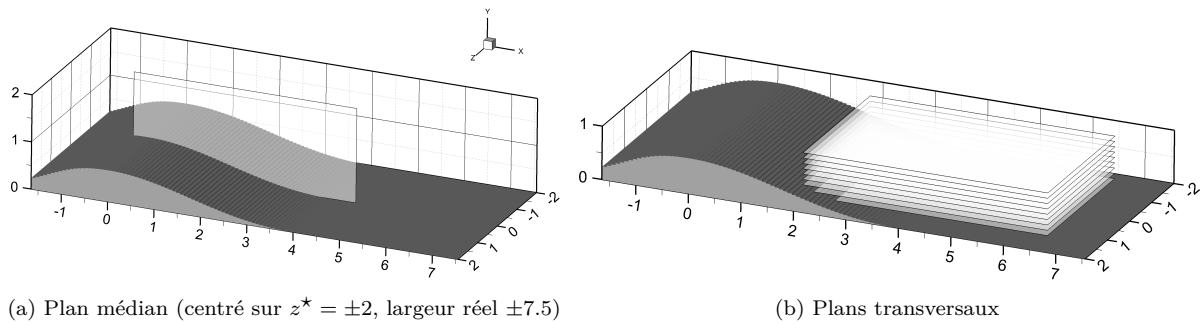


FIGURE 3.5 – Configurations PIV.

- La PIV résolue en temps (haute cadence) TR-PIV.

Concernant les mesures de PIV haute cadence (FIGURE 3.4a), la source lumineuse utilisée est un laser Quantronix Darwin Duo de 2×30 mJ de longueur d'onde de sortie 527nm avec une cadence maximale de 5 kHz. La nappe laser est associée à un montage optique formé par une lentille sphérique et une lentille cylindrique et elle est focalisée dans un plan horizontal passant par le plan médian de l'obstacle 2D. Le signal lumineux diffusé par les particules d'ensemencement est enregistré par une caméra d'acquisition



Phantom V641 12 bits possédant un capteur de  $2560 \times 1600$  pixels<sup>2</sup>, une cadence maximale de 1450 imgs/s et une mémoire interne de 16Gb avec une optique Nikkor 105mm. Les images acquises pour les mesures PIV haute cadence correspondent à l'intégralité de la zone décollée. L'ensemble du matériel nous a été prêté par le Laboratoire de Mécanique de Lille dans le cadre de l'opération "contraéro" de notre CPER CISIT. Nous tenons au passage à les en remercier. La synchronisation est réalisée par un synchroniseur TSI (Modèle 610036). La synchronisation des lasers et de la caméra est assurée dans ce cas par génération de signaux TTL et contrôlée à l'oscilloscope. Le plan du champ de mesures est le même que pour la SR-PIV illustré FIGURE 3.5a.

- Erreur et résolution.

Lors du traitement, un taux de recouvrement des zones d'interrogation de 50% est appliqué afin de réduire l'espacement de la grille des vitesses, ceci ne modifie cependant pas la résolution spatiale. Dans tous les cas réalisés ici, la moyenne temporelle est obtenue à partir de 2000 champs instantanés. L'écoulement est ensemencé à l'aide de particules d'iriodine®. Le diamètre moyen des particules sur l'image est d'approximativement 2 pixels, en accord avec les recommandations apportées par Prasad *et al.* [82]. Il en résulte une erreur de biais sur la particule d'environ 0.2 pixel. Ainsi, si l'on rapporte ce biais au déplacement moyen des particules dans l'écoulement non perturbé, l'erreur relative sur la vitesse est d'environ 3%. Une erreur statistique est également faite sur la vitesse moyennée, due au nombre de champs instantanés utilisés. Cette erreur peut être déterminée au moyen du théorème central limite, dans notre cas, cette erreur statistique est inférieure à  $10^{-2} \times U_b$  avec  $U_b$ , la vitesse de débit.

### 3.2.1.4 Vélométrie volumétrique 3 composantes

La vélocimétrie volumique 3 composantes (abrégé en V3V : Volumetric 3-components Velocimetry) est un système de mesure volumétrique des trois composantes instantanées de la vitesse (3D3C) commercialisée par TSI relativement récent à l'image des publications sur le sujet ([83], [84], [85]).

- Principe de la vélocimétrie volumétrique 3 composantes

Contrairement à la PIV, la V3V n'est pas basée sur une représentation eulérienne de l'écoulement qui utilise, sur une fenêtre spatiale d'interrogation, une corrélation entre deux pas de temps afin de déterminer le déplacement moyen à l'aide du pic de corrélation. Cette dernière est basée quant à elle sur une représentation lagrangienne de l'écoulement. Chaque particule est individuellement détectée dans l'image, puis positionnée dans l'espace et enfin traquée d'un pas de temps à un autre. Les déplacements obtenus correspondent donc à un déplacement réel de particules qui, sous des conditions de diamètre et de densité, sont assimilables à des traceurs dont les vitesses et trajectoires suivent fidèlement celles de l'écoulement.

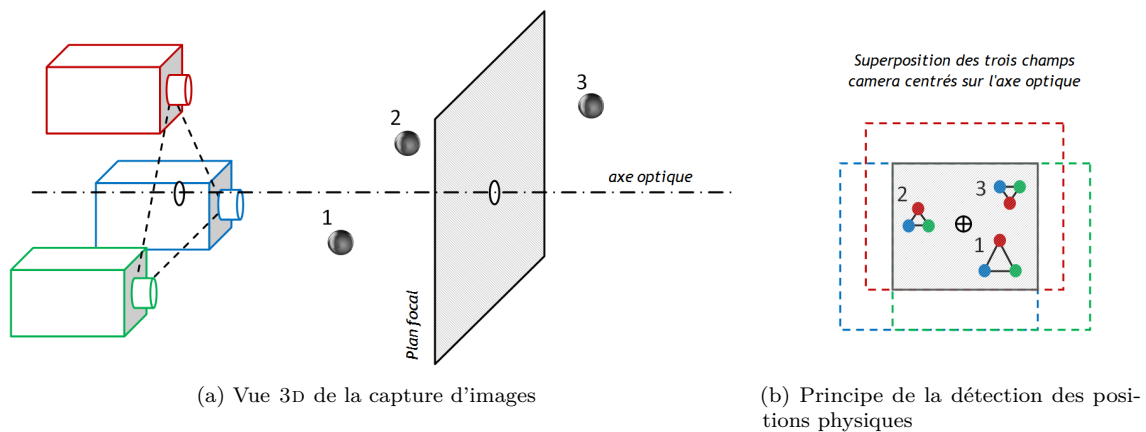


FIGURE 3.6 – Schéma de principe de la V3V.

Cette approche de détection et de suivi de particules, également appelée PTV pour "Particle Tracking

*Velocimetry*”, est utilisée, dans le cadre de la V3v, en vue du positionnement et du suivi des particules dans l’espace. Pour cela trois points de vue différents (3 caméras) sont nécessaires comme illustré **FIGURE 3.6a**. Lorsque que l’on superpose les trois images issues des trois caméras, des triplets de particules se forment et leurs positions physiques peuvent alors être déterminées selon leur écartement relatif. Par exemple, comme illustré en **FIGURE 3.6b**, un triplet de particules composant un triangle de large côté indiquera une position physique très en avant du plan focal (particule notée 1), un triplet de particules formant presque un point indiquera une position physique proche du plan focal (particule notée 2) et un triplet inversé de large base indiquera une position physique au delà du plan focal (particule notée 3). Les positions physiques des particules associées aux triplets identifiées, un algorithme de suivi entre deux prises de mesure consécutives à un intervalle de temps prédéfini permet d’identifier les vitesses de déplacement associées aux différentes particules (**FIGURE 3.7**). Les positions des différents vecteurs vitesse, correspondant à la localisation des particules identifiées, sont réparties de façon éparse dans le volume de mesure étudié et un ré-échantillonnage est donc nécessaire pour obtenir une équi-répartition de vitesse dans le volume (grille à pas constant).

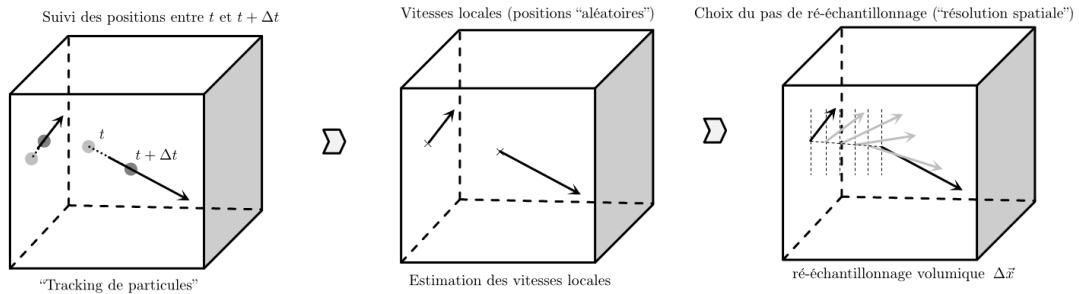
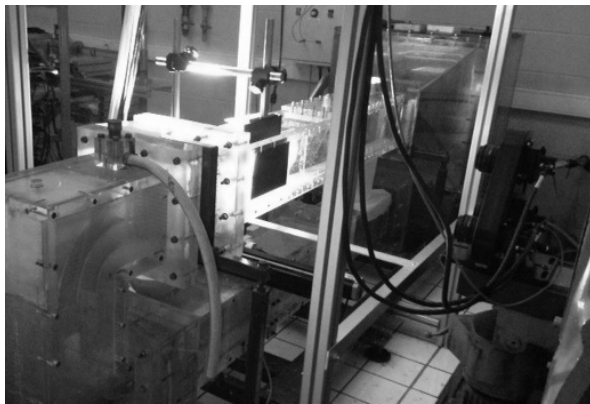
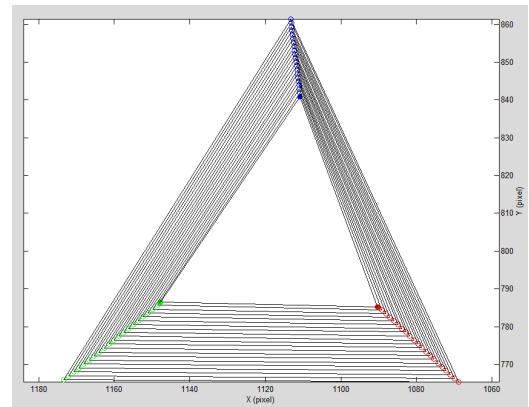


FIGURE 3.7 – Principe du suivi de particules et du ré-échantillonnage volumique.

La sonde V3v utilisée dans cette étude est composée de trois caméras Powerview TSI ( $2048 \times 2048$  pixels<sup>2</sup>) disposées en triangle équilatéral de 170 mm de côté. L’ensemble du système est dimensionné de manière à optimiser la taille du système observable et la précision des mesures. Les images sont encodées sur 12 bits, avec des pixels mesurant  $7.4\mu\text{m}$  de côté et une fréquence d’acquisition maximum de 7.5 Hz de la même façon qu’en PIV basse cadence. La **FIGURE 3.8** montre le dispositif mis en place. Les particules utilisées ici sont de grande dimension (diamètre moyen de  $50\mu\text{m}$ ). Toute la difficulté de cette technique réside dans la détection volumique des particules. L’association d’un triplet de particules avec sa position spatiale 3D passe par une procédure de calibration préalable.



(a) Ensemble porte caméra avec mire de calibration



(b) Analyse de la calibration V3v

FIGURE 3.8 – Système V3v.

#### - La procédure de calibration

Une calibration du système de caméras est nécessaire en vue d’associer les triplets de chaque particule à une position physique. Celle-ci est réalisée à l’aide d’une mire qui est déplacée dans l’espace le long de l’axe

optique du système de caméras de manière à balayer l'ensemble du volume dans lesquelles les mesures sont réalisées (FIGURE 3.8a). Le système de déplacement de la mire a une précision de l'ordre de  $10^{-2}$  mm. Cette calibration a plusieurs buts, d'abord, elle fixe une origine spatiale, elle permet également de définir la direction des axes de recherche utilisés pour associer entre elles les images dans chaque caméra d'une même particule, mais aussi de relier l'aire du triplet à la distance suivant l'axe optique et ainsi aboutir à la position dans l'espace physique de la particule imagée (FIGURE 3.8b). Certaines conditions assurant une calibration rigoureuse ont été respectées :

- L'espacement entre les plans de calibration doit être choisi inférieur à la taille caractéristique d'interpolation faite après identification des vitesses associées aux particules, car ces dernières sont évaluées de façon éparse dans l'espace physique (il est nécessaire d'avoir une particule pour avoir une vitesse).
- Le parallélisme entre la plaque de calibration et le plan focal du système optique doit être finement ajusté.
- Les incertitudes de mesure

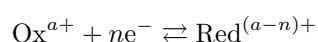
Les erreurs associées aux mesures V3V sont issues d'une part à l'imprécision portant sur la détermination des coordonnées du centre des particules à partir des gradients d'intensité de l'image et d'autre part à l'erreur de reconstruction de la position 3D de la particule à l'aide de la calibration. Pereira *et al.* [86] ont déterminé que l'incertitude sur les composantes de la vitesse dans le plan capteur est d'environ 1 à 2%, et l'incertitude sur la composante de vitesse suivant l'axe optique du système d'environ 8%. La résolution spatiale est de l'ordre de 0.5 à 1 mm selon le nombre de particules identifiées et la qualité de la calibration.

### 3.2.2 Méthode électrochimique

La méthode électrochimique (abrégée en MELEC) a été appliquée à la métrologie pariétale en mécanique des fluides pour la première fois par Reiss et Hanratty [87] avec l'introduction des microélectrodes. Le développement de cette technique s'est appuyé sur les études des mécanismes de transport d'ions de Nerst [88], et sur l'analogie entre transfert de chaleur et transfert de masse. Cette méthode de mesure repose sur les propriétés diffusionnelles de certains couples oxydant-réducteur en solution aqueuse (voir [90] pour une revue complète de la méthode).

#### 3.2.2.1 Principe de la méthode

La méthode polarographique (ou électrochimique) consiste à mesurer un coefficient de transfert massique à la paroi et s'applique particulièrement à la caractérisation des structures pariétales. Cette technique est fondée sur les propriétés de diffusion de certains composés chimiques en solution à savoir les couples oxydoréducteurs. En effet, pour un couple oxydo-réducteur en présence d'une électrode inattaquable, la réaction s'écrit :



Ox/Red désigne le couple oxydant-réducteur et  $n$  désigne le nombre d'électrons mis en jeu dans la réaction. La fermeture du circuit entre l'anode et la cathode, illustré sur la FIGURE 3.9 (schéma de principe) crée un courant électrique résultant de la réaction d'oxydo-réduction due à la polarisation de l'électrode ( $U_p$ ). La présence d'un électrolyte neutre en grand excès impose la condition que l'intensité du courant atteigne sa valeur limite lorsque la concentration du réactif est nulle à la surface de l'électrode. La mesure du courant électrique  $I$  dans le circuit électrique permet de remonter au coefficient de transfert de masse  $K$

donné par la relation :

$$I = nFA_sC_0K$$

Avec  $A_s$  l'aire de la surface active de l'électrode,  $C_0$  la concentration de l'espèce active loin de la sonde et  $F$  la constante de Faraday.

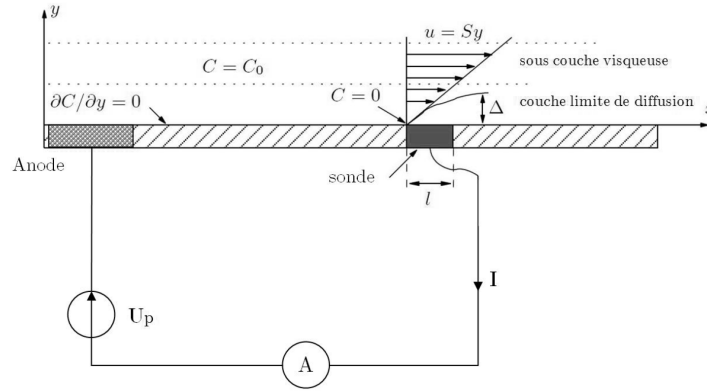


FIGURE 3.9 – Schéma de principe de la méthode électrochimique.

Pour une réaction d'oxydo-réduction suffisamment rapide, le courant est uniquement limité par le déplacement des ions au sein de la solution. Le déplacement des ions est lié à quatre phénomènes :

- la migration des ions induite par le potentiel appliqué à l'électrode,
- la diffusion massique liée au gradient de concentration de l'espèce active, en l'absence de mouvement de la solution,
- la convection naturelle sous l'effet des gradients de masse volumique liés aux gradients de concentration,
- la convection forcée provenant du mouvement du fluide.

L'excès en électrolyte neutre annule l'effet du potentiel sur la diffusion de l'ion actif, supprimant ainsi le phénomène de migration. Le courant reçu par l'électrode n'est fonction que du mouvement de la solution. L'usage de la polarographie en métrologie est basé sur la mesure du coefficient de transfert de l'électrode. Il s'agit donc d'établir la relation existant entre le gradient pariétal de vitesse et le flux de diffusion. Considérons dans un premier temps une sonde polarographique rectangulaire de longueur  $L$  et de largeur  $l$ , affleurant une paroi inerte. En régime de convection contrôlée, le champ de concentration dans un fluide isovolume est donné par :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{U} \cdot \overrightarrow{\text{grad}}(C) = \mathcal{D} \cdot \Delta C$$

Où  $\mathcal{D}$  est le coefficient de diffusion moléculaire,  $C$  est la concentration de l'espèce active et  $\vec{U}$  est le vecteur de vitesse locale. Les conditions aux limites associées au problème sont un gradient de concentration nul  $\left. \frac{\partial C}{\partial y} \right|_{y=0} = 0$  sur la paroi inerte,  $C = C_0$  à l'infini, et  $C = 0$  sur l'électrode. Afin de respecter les critères d'homogénéité de l'écoulement, permettant d'avoir un gradient pariétal de vitesse uniforme sur la surface de la sonde polarographique, il est nécessaire de faire les hypothèses suivantes :

- les électrodes sont de petite taille vis-à-vis des longueurs d'onde des plus petites perturbations spatiales du champ de vitesse ;
- l'amplitude de ces perturbations relativement à la valeur ponctuelle au centre de l'électrode est petite.

Ainsi, le champ des vitesses au voisinage immédiat de la paroi peut être représenté par le premier terme d'un développement en série de Taylor et, compte tenu de l'équation de continuité, on obtient :

$$\begin{cases} U_x = yS_x \\ U_y = 0 \\ U_z = yS_z \end{cases}$$

L'équation du champ de concentration peut s'écrire :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + yS_x \frac{\partial C}{\partial x} + yS_z \frac{\partial C}{\partial z} = \mathcal{D} \cdot \left( \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right)$$

Le coefficient de transfert  $K_i$  sur une partie  $A_{S_i}$  de la sonde est donné par :

$$K_i = \frac{\mathcal{D}}{A_s C_0} \iint_{A_{S_i}} \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{y=0} dA_{S_i}$$

Ce coefficient est normé par rapport à l'aire totale  $A_s$  de la sonde pour qu'il puisse satisfaire aux règles d'additivité du signal. Ces deux dernières équations sont adimensionnées avec le changement de variables suivant :

$$C^+ = \frac{C}{C_0}, \quad x^+ = \frac{x}{l}, \quad y^+ = \frac{y\tilde{S}^{1/3}}{l}, \quad S^+ = \frac{Sl^2}{\mathcal{D}}, \quad t^+ = \frac{t\mathcal{D}\tilde{S}^{2/3}}{l^2}, \quad K_i^+ = \frac{K_i l}{\mathcal{D}}$$

$\tilde{S}$  est un gradient pariétal réduit à choisir suivant les cas. L'équation de diffusion convection s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial C^+}{\partial t^+} + \frac{y^+}{\tilde{S}} S^+ \frac{\partial C^+}{\partial x^+} = \frac{1}{\tilde{S}^{2/3}} \frac{\partial^2 C^+}{\partial x^{+2}} + \frac{\partial^2 C^+}{\partial y^{+2}} \quad (3.1)$$

et le coefficient de transfert vaut :

$$K_i^+ = \frac{\tilde{S}^{1/3}}{A_s} \iint_{A_{S_i}} \frac{\partial C^+}{\partial y^+} \Big|_{y^+=0} dA_{S_i} \quad (3.2)$$

avec pour conditions aux limites :  $C^+ = 0$  sur la sonde polarographique,  $C^+ = 1$  à l'infini,  $\frac{\partial C^+}{\partial y^+} \Big|_{y^+=0} = 0$  sur la paroi inerte.

Pour un écoulement bidimensionnel permanent, l'équation de diffusion convection peut être simplifiée, notamment en négligeant la diffusion tangentielle, et s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 C^+}{\partial y^{+2}} = y^+ \frac{\partial C^+}{\partial x^+} \quad (3.3)$$

Le coefficient de transfert de masse pour une électrode d'allongement infini suivant l'axe  $\vec{z}$  est alors donné par la relation :

$$K^+ = 0.807 |S_x^+|^{1/3} \quad (3.4)$$

On peut ainsi déduire le gradient pariétal de vitesse  $S_x$ .

$$S_x = \frac{l}{\mathcal{D}^2} \left( \frac{I}{0.807 n F C_0 A_s} \right)^3 \quad (3.5)$$

Les écoulements étudiés étant dans notre cas turbulents, l'hypothèse menant à la solution "quasi-stationnaire" de Lévêque ne s'applique plus, notamment de part l'inertie de la sous-couche de concentration, qui a du mal à suivre les variations importantes du champ de fluctuations de l'écoulement. En conséquence, on assiste à une atténuation du signal fluctuant et à un déphasage au niveau du signal de sortie. Cependant, le gradient pariétal de vitesse peut être corrigé mais pour des fluctuations de grande amplitude, l'équation de la diffusion convective ne peut plus être linéarisée. La réponse à une fluctuation du gradient pariétal de vitesse ne peut être déterminée que par résolution de l'équation de la diffusion convective pour chacune des espèces mises en jeu. D'autre part, lorsque les valeurs du gradient pariétal de vitesse sont proches de zéro, la diffusion tangentielle ne peut plus être négligée. Deux approches peuvent alors être envisagées (FIGURE 3.10) : la méthode dite "intégrale" ou la méthode de transfert de masse inverse. Dans l'ensemble des travaux de cette thèse, la méthode inverse, bien que fastidieuse en termes de temps de calcul, a été systématiquement utilisée.

### - Méthode Intégrale

Cette méthode développée à l'origine par Sobolik [89] est basée sur la correction de la solution quasi-stationnaire suivante :

$$S_c(t) = S_q(t) + \frac{2}{3} t_0 \left( \frac{\partial S_q}{\partial t} \right)$$

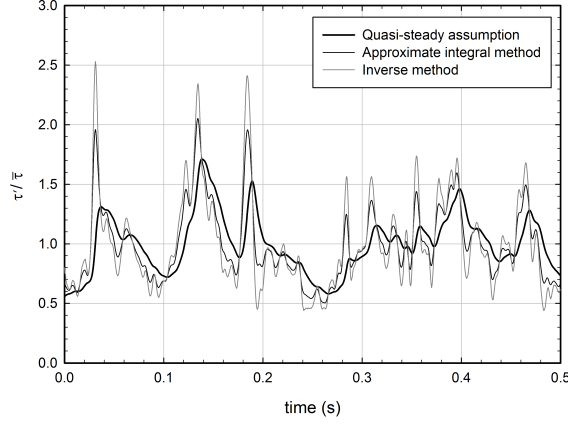


FIGURE 3.10 – Illustration des deux méthodes de correction.

où  $S_q(t)$  correspond au gradient pariétal de vitesse mesuré en régime quasi-stationnaire, alors que  $\left(\frac{\partial S_q}{\partial t}\right)$  représente la variation par rapport au temps du gradient pariétal de vitesse.  $t_0$  est le temps caractéristique de la sonde électrochimique marquant le passage du régime transitoire au régime quasi-stationnaire.

$$t_0 = \left(\frac{\alpha_{sp}}{I}\right)^2 \quad (3.6)$$

Avec  $\alpha_{sp}$  correspondant à la pente de l'asymptote de Cottrell :

$$\alpha_{sp} = nFC_0A_S\sqrt{\frac{D}{\pi}} \quad (3.7)$$

$S_c$  donne ainsi la valeur corrigée du gradient pariétal de vitesse en tenant compte des effets d'inertie de la sonde électrochimique. Cette méthode sous-estime cependant les fluctuations du gradient pariétal de vitesse pour de faibles valeurs de  $S^+$ .

#### - Méthode de transfert de masse inverse

Compte tenu de la forte non linéarité entre le courant limite de diffusion mesuré et le gradient pariétal  $S(t)$ , la détermination de ce dernier ne peut s'effectuer qu'en inversant la solution de l'équation de convection diffusion par le biais d'une méthode inverse ([90], [91]). Comme ce gradient dépend essentiellement du temps, l'estimation séquentielle inverse s'avère être une solution intéressante. Cette estimation séquentielle est une méthode d'inversion temporelle qui est basée sur la recherche d'une fonctionnelle ( $S^*(t)$  dans notre cas) en minimisant l'écart entre le courant limite de diffusion mesuré et celui simulé en résolvant le problème direct. L'application de l'estimation séquentielle suppose connue la variation du frottement aux instants  $t^+ \leq t_0^+$  et une bonne adaptation des données  $K_{num}^+(t^+ \leq t_0^+) \simeq K_{exp}^+(t^+ \leq t_0^+)$ . Alors le gradient pariétal de vitesse  $S^+(t_0^+ + 1)$  est estimé à partir de la valeur expérimentale  $K_{exp}^+(t_0^+ + 1)$ . Si  $S_0^+$  est une valeur estimée du gradient pariétal de vitesse non altéré par les effets inertiels, en utilisant un développement en série de Taylor, on écrit :

$$K_{exp}^+(t_0^+ + 1) = K_{num}^+(t_0^+ + 1) + [S^+(t_0^+ + 1) - S_0^+(t_0^+ + 1)] \left( \frac{\partial K_{num}^+(t_0^+ + 1)}{\partial S^+} \right)_{S_0^+(t_0^+ + 1)} \quad (3.8)$$

Le gradient de vitesse l'instant  $t_0^+ + 1$  est donné par la relation suivante :

$$S^+(t_0^+ + 1) = S_0^+(t_0^+ + 1) + \frac{K_{exp}^+(t_0^+ + 1) - K_{num}^{+0}(t_0^+ + 1)}{\left( \frac{\partial K_{num}^+(t_0^+ + 1)}{\partial S^+} \right)_{S_0^+(t_0^+ + 1)}} \quad (3.9)$$

$S_0^+$  désigne une première estimation du gradient pariétal de vitesse à l'instant  $t_0^+ + 1$ ,  $K_{num}^{+0}$  désigne la valeur du flux de masse à l'instant  $t_0^+ + 1$  en supposant que le gradient pariétal de vitesse soit  $S_0^+$ , et  $S^+$  désigne l'estimation finale du gradient pariétal de vitesse. Le champ de concentration à l'instant  $t_0^+ + 1$  est recalculé en utilisant le gradient de vitesse  $S^+(t_0^+ + 1)$ . Ainsi, le flux de masse  $K_{num}^+(t_0^+ + 1)$  est connu et il est plus proche de la valeur expérimentale que  $K_{num}^{+0}(t_0^+ + 1)$ . La difficulté majeure de l'utilisation de cette

méthode est l'initialisation. Les deux champs de concentration à  $t_0^+ - 1$  et  $t_0^+$  doivent être connus. Cette méthode a été appliquée avec succès à la détermination du frottement pariétal autour d'un cylindre en rotation [65].

### 3.2.2.2 Mise en œuvre de la méthode et instrumentation de l'obstacle

Le choix de la solution polarographique est primordial dans la mise en œuvre de la méthode polarographique. Il est nécessaire que la réaction soit instantanée et réversible. La solution doit être stable, peu sensible à la lumière et le polarogramme doit présenter un palier net. Le couple oxydant-réducteur utilisé dans la présente étude répondant en partie à ces exigences est le ferricyanure de potassium/ferrocyanure de potassium, en proportion équimolaire de 10 mol/m<sup>3</sup>. La sonde polarographique est la cathode et est donc le lieu d'une réaction de réduction de ferricyanure de potassium :



La contre-électrode est l'anode de la cellule polarographique et est donc le lieu d'une oxydation de ferrocyanure de potassium :



le coefficient de diffusion du ferricyanure de potassium vaut environ  $\mathcal{D} \approx 6.8 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$ .

L'électrolyte neutre utilisé est le sulfate de potassium  $\text{K}_2\text{SO}_4$ , qui a l'avantage d'être moins corrosif que d'autres électrolytes également utilisés en métrologie pariétale tels que  $\text{KCl}$  et  $\text{NaCl}$ . Le sulfate de potassium a également un faible pouvoir oxydo-réducteur. La concentration en sulfate de potassium est de 250 mol/m<sup>3</sup>.

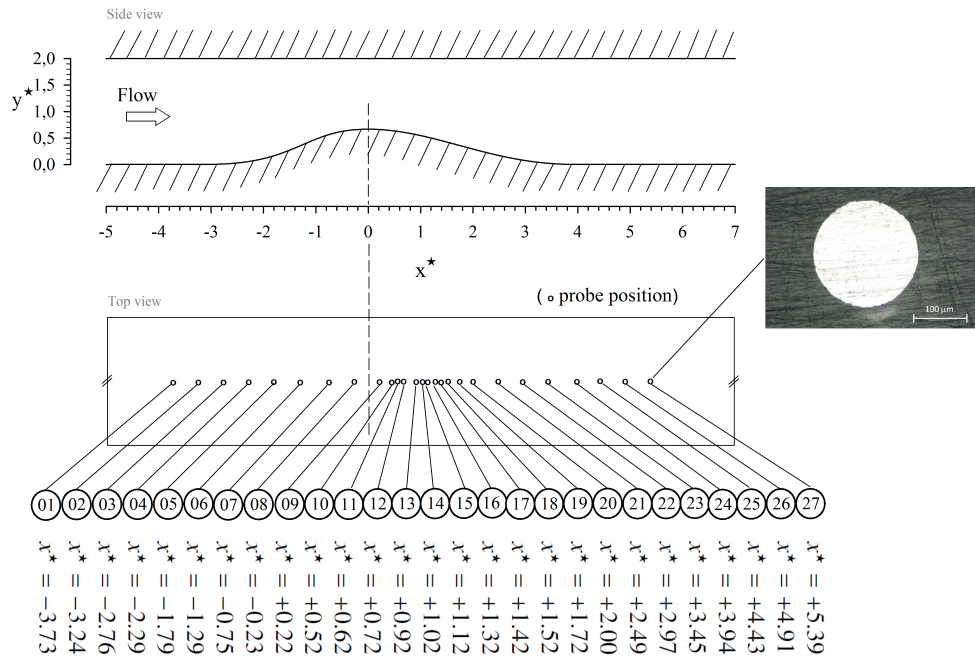


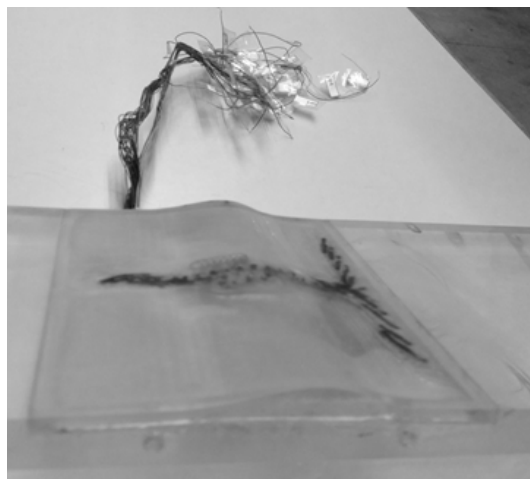
FIGURE 3.11 – Positions des sondes électrochimiques le long de l'obstacle 2D étudié.

Concernant le choix du métal constituant les sondes polarographiques pour la mesure du frottement pariétal local, nous avons opté pour du Platine (métal noble inattaquable), présentant de nombreux avantages, hormis son coût, par rapport au Nickel qui est couramment utilisé par exemple. L'anode doit avoir une surface très grande par rapport à celle de la sonde polarographique, dans notre cas, l'anode est une feuille de platine de 100cm<sup>2</sup>, montée en contact avec la solution polarographique en amont de la zone de mesure. Les sondes polarographiques utilisées sont des sondes simples circulaires en platine de 0.2mm

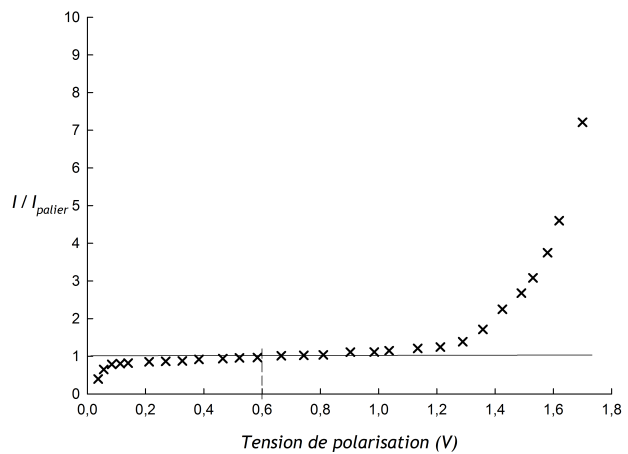


de diamètre réparties sur la ligne médiane de l'obstacle (FIGURE 3.11). Ces sondes simple circulaires ne permettent pas de connaître le signe du frottement pariétal, elles ne mesurent que celui-ci en valeur absolue. Il existe cependant d'autres sondes dites doubles composées de deux parties rectangulaires disjointes, la séparation entre ces deux parties étant réalisée avec une feuille de mylar d'épaisseur extrêmement fine. Le signe du frottement s'obtient alors simplement en effectuant la différence entre les deux signaux issus de chaque partie rectangulaire. Cependant, dans le cadre de cette étude, la réalisation d'une batterie de sondes de ce type n'est actuellement pas réalisable au laboratoire du fait de la courbure et de l'encombrement réduit de l'obstacle 2D. Le signe du frottement pariétal ne peut donc pas être directement obtenu, cependant il peut être estimé à partir de l'analyse corrélatoire des fluctuations des vitesse comme nous le verrons au chapitre 5.

Le courant limite issu du transfert d'ions à la cathode est mesuré à l'aide de picoampèremètres Keithley® 6485 dont les sorties analogiques sont connectées à un système d'acquisition synchrone 16 voies GRAPHTEC GL1000 à convertisseur analogique-numérique de résolution 16bits.



(a) Photographie de l'obstacle 2D instrumenté



(b) Polarogramme

FIGURE 3.12 – Instrumentation de la maquette et caractérisation du palier de diffusion contrôlé.

Les polarogrammes des différentes sondes ont été tracés (fig. 3.12b). La tension de polarisation choisie pour être en régime de diffusion contrôlée est de 600 mV. À cette tension, le courant ne dépend que de l'hydrodynamique de l'écoulement et la concentration en ferricyanure sur la surface des sondes est supposée nulle. La technique a été récemment mis en œuvre avec succès dans le cadre de la caractérisation de la dynamique instationnaire d'un décollement tridimensionnel sur un corps épais [70] et a permis notamment la mise en évidence du phénomène de flapping.

### 3.2.3 Synthèse avantages/défauts des techniques de mesure utilisées

Dans la suite de l'étude, les différentes techniques de mesure décrites précédemment seront utilisées en fonction de leurs apports dans la description physique du phénomène de décollement. Chacune de ces méthodes a des avantages, des inconvénients mais prises individuellement elles ne permettent pas à elles seules d'obtenir une description complète, elles sont donc complémentaires. Les atouts des différentes techniques de mesure mise en œuvre dans le cadre de cette thèse sont détaillés et reportés dans le tableau 3.3.



TABLEAU 3.3 – Caractéristiques générales des différentes techniques de mesure.

Caractéristiques	MELEC	LDV	PIV	SR-PIV	TR-PIV	V3V
Grandeurs physiques	frottement	vitesse	vitesse	vitesse	vitesse	vitesse
Étendue de mesure	ponctuelle	ponctuelle	2D	2D	2D	3D
Nb de composantes	1C	2C	2C	2C	2C	3C
Résolution spatiale	très faible	incomplète	bonne	complète	incomplète	très faible
Résolution temporelle	complète	complète	aucune	aucune	partielle	aucune
Corrélation spatiale	partielle	non	oui	oui	oui	oui
Corrélation temporelle	oui	oui	non	non	oui	non
Écoulement de retour	non	oui	oui	oui	oui	oui
Particularités	multi-points	-	-	-	-	-

### 3.3 Méthodes de traitements

#### 3.3.0.1 Densité de probabilité

Avant de décrire les différentes techniques d'analyse employées dans cette étude, il est nécessaire de définir l'outil statistique qu'est la densité de probabilité, qui comme nous allons le voir par la suite nous servira comme moyen de quantification et de répartition d'une quantité physique. En théorie des probabilités ou en statistique, une densité de probabilité est une fonction qui permet de représenter une loi de probabilité sous forme d'intégrales. Formellement, une loi de probabilité possède une densité  $f$ , telle que la probabilité dans l'intervalle  $[a, b]$  est donnée par  $\int_a^b f(u) du$  pour tous nombres  $a < b$ . Par exemple, si la variable  $u$  a pour densité de probabilité la fonction  $f$ , la probabilité que la variable  $u$  soit dans l'intervalle  $[-\infty; x]$  sera  $P(u \leq x) = \int_{-\infty}^x f(u) du$  (FIGURE 3.13). Cela implique que l'intégrale de  $f$  sur l'ensemble du domaine donne 1.

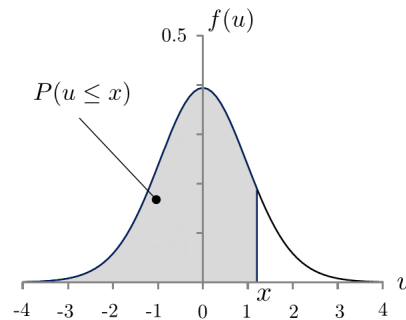


FIGURE 3.13 – Densité de probabilité et probabilité associée.

Dans le cadre de cette étude on définit la densité de probabilité de la vitesse tangentielle  $p$  comme outil de caractérisation des points de décollement et de recollement. La probabilité  $P$  qui lui est associée est définie comme suit :

$$P(u'_\theta \leq 0) = \int_{-\infty}^0 p(u'_\theta) du'_\theta$$

Nous utilisons également cet outil en vue de caractériser la répartition des tailles de structure en fonction du nombre de Kármán.

### 3.3.1 Analyses corrélatoire et spectrale

#### 3.3.1.1 Fonction de corrélations

Dans la description statistique de la turbulence, un paramètre d'étude important est le degré de cohérence entre deux grandeurs mesurées. Pour cela on utilise les fonctions de structure (d'ordre 2 normalisée) ou les fonctions de corrélation. Les grandeurs dépendant du temps et de l'espace, ces fonctions peuvent être évaluées en deux points différents et/ou en deux instants différents. Dans notre description statistique, nous utiliserons essentiellement les fonctions de corrélation qui sont construites à partir des fluctuations de la grandeur considérée (noté ici  $\varphi'$ ) qui peut-être soit vectorielle (vitesse), soit scalaire (pression, frottement...). La fonction de corrélation s'écrit, à la position de référence  $\mathbf{x}$ , de la façon générale suivante :

$$R_{\varphi_i \varphi_j}(\mathbf{x}, \xi, \zeta) = \frac{\overline{\varphi'_i(\mathbf{x}, t) \cdot \varphi'_j(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}{\sqrt{\overline{\varphi'^2_i(\mathbf{x}, t)}} \cdot \sqrt{\overline{\varphi'^2_j(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}$$

Où  $\xi$  désigne le décalage spatial dans une direction donnée et  $\zeta$  le décalage temporel.

Par la suite, deux types de corrélations sont utilisées :

- *Corrélation Spatio-temporelle de frottement (à la paroi)*

En vue de caractériser les liens entre les fluctuations de frottement pariétal (noté  $\tau'$ ) en différents points, nous employons la corrélation avec décalage spatio-temporel définie de la façon suivante

$$R_{\tau\tau}(\mathbf{x}, \xi, \zeta) = \frac{\overline{\tau'(\mathbf{x}, t) \cdot \tau'(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}{\sqrt{\overline{\tau'^2(\mathbf{x}, t)}} \cdot \sqrt{\overline{\tau'^2(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}$$

- *Corrélation Spatio-temporelle de vitesse (dans le champ)*

De la même façon, en vue d'analyser la dynamique d'advection dans le champ de l'écoulement décollé, nous employons la corrélation avec décalage spatio-temporel définie de la façon suivante

$$\begin{aligned} R_{11}(\mathbf{x}, \xi, \zeta) &= \frac{\overline{u'(\mathbf{x}, t) \cdot u'(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}{\sqrt{\overline{u'^2(\mathbf{x}, t)}} \cdot \sqrt{\overline{u'^2(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}}, & R_{22}(\mathbf{x}, \xi, \zeta) &= \frac{\overline{v'(\mathbf{x}, t) \cdot v'(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}{\sqrt{\overline{v'^2(\mathbf{x}, t)}} \cdot \sqrt{\overline{v'^2(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}} \\ R_{12}(\mathbf{x}, \xi, \zeta) &= \frac{\overline{u'(\mathbf{x}, t) \cdot v'(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}{\sqrt{\overline{u'^2(\mathbf{x}, t)}} \cdot \sqrt{\overline{v'^2(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}}, & R_{21}(\mathbf{x}, \xi, \zeta) &= \frac{\overline{v'(\mathbf{x}, t) \cdot u'(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}{\sqrt{\overline{v'^2(\mathbf{x}, t)}} \cdot \sqrt{\overline{u'^2(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}} \end{aligned}$$

#### 3.3.1.2 Densité spectrale de puissance

La Densité spectrale de puissance (Power spectrum density, "PSD") est calculée pour des séries temporelles de fluctuations de vitesses (anémométrie laser) et de frottement (électrochimie). Les densités spectrales de puissance, notées respectivement  $E_{uu}$  et  $E_{\tau\tau}$ , sont calculées par la transformée de Fourier des fluctuations temporelles de la quantité considérée soit dans notre cas  $u'$  et  $\tau'$ , suivant :

$$E_{uu}(f) = \left| \left( \frac{1}{T} \int_0^T u'(x, t) \cdot e^{2\iota\pi f t} dt \right)^2 \right|, \quad E_{\tau\tau}(f) = \left| \left( \frac{1}{T} \int_0^T \tau'(x, t) \cdot e^{2\iota\pi f t} dt \right)^2 \right|$$

Avec  $\iota$ , l'opérateur complexe ( $\iota^2 = -1$ ). Les densités spectrales sont déterminées en utilisant la méthode du périodogramme de Welch. Cette méthode consiste à diviser les séries en plusieurs sous-séries temporelles

qui sont ensuite pondérées par un fenêtrage de type Hanning. On procède alors au calcul des transformées de Fourier de chaque sous-série pour obtenir des sous-spectres qui sont par la suite moyennés et normalisés pour obtenir la densité spectrale de puissance moyenne. Cette méthode permet notamment de bien résoudre les pics de fréquence marquant un phénomène instationnaire pseudo-périodique.

### 3.3.2 Méthodes de détection des structures cohérentes

Dans le cas des écoulements cisailés et donc à fortiori celui des écoulements décollés, la création de structures gardant une certaine cohérence spatio-temporelle est une conséquence naturelle de ce type d'écoulement. Par ailleurs, d'un point de vue dynamique, les structures cohérentes jouent un rôle très important dans les processus instationnaires à l'origine de génération de bruit ou de vibration par exemple. Par conséquent, manipuler des écoulements en agissant sur les structures cohérentes a rapidement été considéré comme une direction de recherche prometteuse dès la fin du siècle dernier. Mais, bien que le concept de structure cohérente nous semble familier, il est, même pour les mécaniciens des fluides, difficile d'en donner une définition claire et objective, tant la limite entre le cohérent et l'incohérent est impalpable. D'une façon intuitive, une structure doit avoir une frontière la séparant du reste de l'écoulement dit "non cohérent", mais est-ce bien le cas ? Les structures cohérentes possèdent nécessairement, à un degré plus ou moins prononcé, un caractère subjectif, voire arbitraire ! C'est peut-être pourquoi il est si difficile d'en fixer la définition. Cependant, dans la littérature, de nombreux auteurs se sont essayés à cet exercice délicat. En voici deux :

- [Hussain \(1986\)](#) [92] : une structure cohérente correspond à une masse de fluide à grande échelle dont la vorticité évolue en corrélation de phase sur l'ensemble de son évolution spatiale,
- [Robinson \(1991\)](#) [67] : une région de l'écoulement pour laquelle au moins une variable fondamentale présente une corrélation significative avec elle-même ou avec une autre variable sur un intervalle

Ces définitions, de par leur généralité, étendent le concept de structures cohérentes, qui n'est pas nécessairement restreint à la notion de vortex. En conséquence, à ce jour, il n'existe donc pas véritablement de méthode d'extraction universelle, mais plutôt un ensemble de méthodes plus ou moins adaptées, qui permettent de faire ressortir certains traits distinctifs associés à la présence d'une structure cohérente. Certains de ces critères de détection qui nous semblent les plus pertinents ont été brièvement exposés en soulignant leurs avantages et leurs défauts.

#### 3.3.2.1 Module de vorticité

La vorticité, définie mathématiquement comme le rotationnel de la vitesse, est une mesure locale du taux de rotation. Dans le sillage, on observe des modules de vorticité élevés au cœur des structures tourbillonnaires et nuls entre les tourbillons. La vorticité étant continue dans tout le domaine, il suffit de définir une valeur seuil du module de vorticité au dessus de laquelle on est en présence d'une structure cohérente. Le problème se pose en revanche lorsqu'on observe la vorticité proche de la paroi d'un obstacle. Cette zone de l'écoulement est en fait la zone de production de vorticité due au frottement visqueux à la paroi.

#### 3.3.2.2 Critère $Q$

[Hunt et al.](#) [93] définissent un critère de détection des structures cohérentes en utilisant le deuxième invariant du gradient de vitesse. Les zones de l'écoulement pour lesquelles cet invariant  $Q$  est positif sont considérées comme des structures tourbillonnaires. On peut calculer cet invariant à partir des tenseurs des

taux de déformation ( $\bar{\bar{S}}$ ) et de rotation ( $\bar{\bar{\Omega}}$ ), soit les parties symétrique et antisymétrique du tenseur du gradient de vitesse. On peut alors écrire le critère  $Q$  comme la demi différence entre les deux normes :

$$Q = \frac{1}{2}(\|\bar{\bar{\Omega}}\|^2 - \|\bar{\bar{S}}\|^2)$$

Le critère  $Q$  mesure donc un équilibre local entre l'enroulement (rotation) et la dissipation d'énergie (déformation pure). Les zones d'enroulement sont associées à un critère  $Q$  positif et celles purement dissipatives sont associées à un critère  $Q$  négatif. Ce critère, très employé par les numériciens [125], s'avère être très sensible aux très faibles variations de vitesse et donc aux erreurs de mesures induites lors des essais expérimentaux, il nécessite un seuillage. D'autres critères [124] relativement semblables ( $\bar{\Delta}$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_{ci}$ ) présentent les mêmes désavantages, car l'application de ces critères nécessite le calcul de dérivées sur une base expérimentale donc clairement entachée d'erreurs.

### 3.3.2.3 Critère $\Gamma_2$

Le critère  $\Gamma_2$  a été développé par [Graftieaux et al.](#) [94]. L'idée de base est d'étudier la topologie du champ de vitesse à un instant donné sur une zone prédéfinie et d'évaluer le degré d'enroulement des vecteurs vitesse. L'algorithme nécessite donc de définir une "fenêtre de calcul" (noté  $D$ ) centrée sur un point de référence (noté  $P$ ) et de calculer pour chaque point  $M$  de la fenêtre l'angle formé par  $\overrightarrow{PM}$  et le vecteur vitesse au point  $M$ . Une valeur proche de  $\pi/2$ , indique que le fluide en  $M$  présente un mouvement de rotation autour du point  $P$  :

$$\Gamma_2(x_p) = \frac{1}{N} \int_{M \in D} \frac{((x_M - x_P) \wedge (u_M - \bar{u}_P)) \cdot e_z}{\|x_M - x_P\| \cdot \|u_M - \bar{u}_P\|} dS$$

Bien que très efficace, le problème de ce dernier critère est, hormis qu'il soit basé essentiellement sur une lecture géométrique de l'écoulement, ce qui n'est pas dans notre cas véritablement un problème, est qu'il nécessite également un seuillage. Il faut par conséquent le combiner avec une condition supplémentaire afin d'obtenir un critère objectif et fiable de détection de structures cohérentes caractéristiques à la fois au sens géométrique et surtout non tributaire d'un niveau donné (seuillage).

### 3.3.2.4 Critère spécifique utilisé dans notre étude

En termes de détection notre objectif est de "filtrer" les fines structures pour ne s'intéresser qu'à une catégorie de structures à grandes échelles dont la contribution à la dynamique globale est significative.

Dans le cadre de cette étude, nous avons dans cette optique testé, sur la base des données expérimentales, les différentes méthodes de détection précédemment citées. Bien que ces dernières soient très efficaces, nous avons mis en place une méthode qui dans notre cas (set de données expérimentales) s'avère plus pertinente. L'idée première étant d'avoir un critère qui s'affranchit d'un seuillage est qui peut ainsi être appliqué quelque soit la configuration et le régime d'écoulement. L'autre point important concerne la délimitation dans l'espace physique des structures détectées. En effet le dernier chapitre de cette thèse est consacré à l'étude du comportement et du dimensionnement des structures gardant une certaine cohérence dans l'espace et le temps, il est donc nécessaire de définir un périmètre à ces structures en vue de caractériser leurs dimensions ainsi que par la suite suivre leur comportement dynamique.

Pour l'ensemble de ces raisons, nous nous sommes orientés vers un critère géométrique prenant en compte à la fois ces deux dernières remarques. Pour cela nous avons, en chaque point de l'écoulement, effectué une procédure de caractérisation "morphologique" permettant de définir la présence ou non d'une structure

cohérente basé sur le critère  $\Gamma_2$ . Dans le cas où le critère est validé, un second critère (de délimitation) permet à la fois d'isoler la structure et de déterminer ses dimensions caractéristiques (centre et dimensions moyennes).

Pour cela le choix du critère de délimitation est important, en effet, bien qu'une structure cohérente soit définie par une vorticité importante, les variations de cette dernière ne sont pas suffisamment franches pour définir un périmètre entre la structure proprement dite et le milieu extérieur (non-cohérent). La Figure 3.14a montre la répartition de la vorticité induite par une structure 2D qui ne présente pas de limite franche aux abords du rayon théorique ( $R_s$ ) de la structure détectée. Le niveau du critère  $Q$ , présente quant à lui une variation suffisamment forte pour définir une frontière, mais nous avons préféré une méthode basée sur l'estimation des maxima de vitesse tangentielle permettant de s'affranchir du choix arbitraire d'un niveau lié au nombre de Kármán.

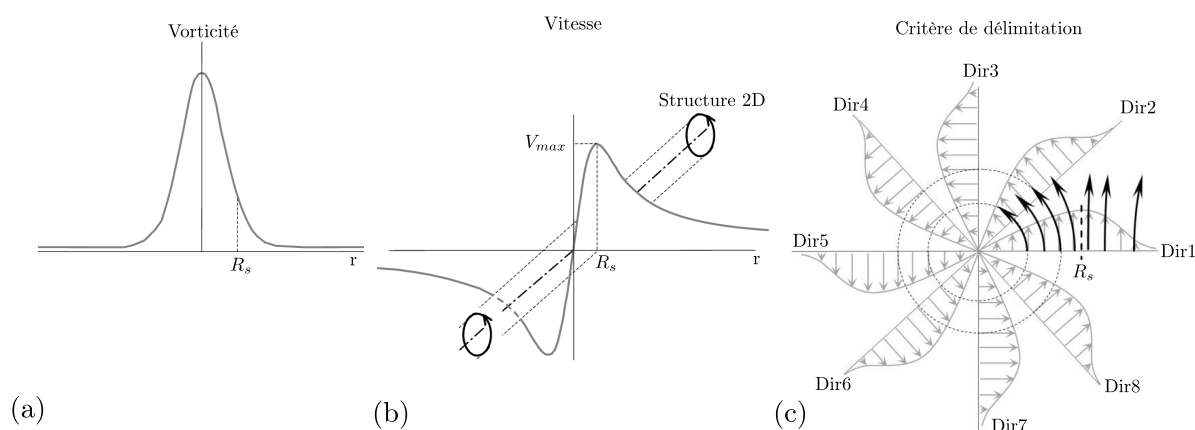


FIGURE 3.14 – Méthode de délimitation structurelle.

La Figure 3.14b présente, à son tour, le profil de vitesse tangentielle induit par une structure 2D. On remarque cette fois que le maximum de vitesse peut être pris comme paramètre critique. Dans le cadre de cette thèse, en vue d'avoir à disposition une méthode de délimitation objective, nous avons développé un algorithme de délimitation basé sur les variations d'un paramètre physique indépendant du nombre de Kármán, en l'occurrence la vitesse tangentielle. Le principe consiste à extraire, en chaque point, les profils de vitesse tangentielle selon les huit directions schématisées sur la Figure 3.14c avec un pas directionnel de 45 degrés. Une recherche des rayons  $R_s$  correspondant aux maxima de vitesse est ensuite faite sur chaque profil. Après un tri sélectif de ces rayons, une moyenne est calculée donnant un diamètre moyen associé au centre tourbillonnaire détecté. Cette méthode présente l'avantage de ne nécessiter ainsi aucun seuil de délimitation arbitraire. De plus ce critère de détection n'extra t du champ de vitesse que les structures présentant une forte cohérence spatio-temporelle. Ce qui est finalement notre objectif, puisque les structures d'intérêt dans le cadre de notre étude, et dont la contribution est significative, sont spatialement très bien définies au sens cinématique du terme comme on pourra le constater par la suite (Figures 5.2b ou 6.15 par exemple).

### 3.3.3 Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres

La Décomposition Orthogonale aux valeurs Propres (ou Proper Orthogonal Decomposition "POD") est une technique d'analyse qui remplace favorablement la décomposition de Fourier précédemment définie lorsque les directions de l'écoulement ne peuvent plus être supposées homogènes ou périodiques. Présentant un formalisme mathématique  legant, cette technique d'analyse s'avère être un puissant moyen d'analyse de données provenant de simulations numériques ou d'expérimentations. La POD permet d'approximer un système de dimension élevée par un autre de dimension nettement plus faible construit sur la base de fonctions propres optimales énergétiquement parlant. Ces fonctions de base permettent d'identifier spatialement les

phénomènes les plus énergétiques et les plus récurrents ainsi que leurs évolutions temporelles d'ensemble. En conséquence, il est potentiellement envisageable d'espérer pouvoir utiliser cette approximation pour construire des modèles réduits restituant la dynamique des structures les plus énergétiques présentes dans l'écoulement. On peut de façon très simplifiée voir la POD comme un "filtre sélectif" ne prenant en considération que les caractères dominants les plus énergétiques évoluant dans l'écoulement considéré. Elle permet de définir une description minimale, optimale de l'écoulement pour la dynamique des plus grandes échelles (les plus énergétiques) en se basant sur le tenseur de covariances. En soit la POD permet d'extraire la morphologie et la dynamique de ces structures cohérentes à partir des corrélations en deux points.

### 3.3.3.1 Fondements Historiques

Historiquement, la POD a été introduite au début du siècle dernier sous le nom de Décomposition de Karhunen-Loève (Karhunen, 1946 [95], Loève, 1955 [96]) ou analyse d'Hotelling (Hotelling, 1933 [97]). Mais ce n'est qu'en 1967, que Lumley [105] l'a introduite et adaptée en mécanique des fluides comme une méthode d'identification et d'extraction de structures cohérentes de la turbulence dont la contribution énergétique relative est significative (10% à 25% au minimum selon le type d'écoulement). Selon Lumley, une structure cohérente se présente comme "*la fonction déterministe la mieux corrélée en moyenne avec l'ensemble des observations*". Elle peut alors être définie comme la plus grande projection, au sens des moindres carrés, sur le champ des fluctuations. La POD permet plus précisément d'extraire les représentations les plus énergétiques de l'écoulement étudié, et on admet que certaines de ces représentations peuvent être associées à la présence de structures cohérentes.

### 3.3.3.2 Principe

La POD permet en effet de déterminer la contribution énergétique de champs d'observables (fluctuation de vitesse, frottement ou pression) appelées modes POD. De manière générale, l'objectif de la POD est d'approximer le plus fidèlement possible chaque champ de fluctuations instantanées d'une grandeur vectorielle de l'écoulement  $\vec{u}'(\vec{x}, t_i)$  pris à l'instant  $t_i$  sous la forme :

$$\vec{u}'(\vec{x}, t_i) \approx \sum_{n=1}^N a^{(n)}(t_i) \vec{\Phi}^{(n)}(\vec{x})$$

où  $\vec{\Phi}^{(n)}$  sont appelées fonctions de base ou modes propres POD et correspondent aux  $N$  champs de fluctuations caractéristiques contribuant de façon décroissante à l'énergie cinétique turbulente dans la région de l'écoulement considéré pondérés par les  $N$  coefficients modaux  $a^{(n)}(t_i)$ . Le problème de la POD réside alors dans la détermination des  $N$  fonctions de base  $\vec{\Phi}^{(n)}$ . En termes de simplification, imposer l'orthonormalité à la famille de fonction  $\vec{\Phi}^{(n)}$  est intéressant car les coefficients  $a^{(k)}$  dépendent seulement de la fonction  $\vec{\Phi}^{(k)}$  à l'ordre  $k$  et non des autres fonctions. En effet :

$$\int_{\Omega} \vec{\Phi}^{(n)}(\vec{x}) \vec{\Phi}^{(m)}(\vec{x}) d\vec{x} = \delta_{nm} = \begin{cases} 0 & n \neq m \\ 1 & n = m \end{cases}, \quad a^{(l)}(t) = \int_D \vec{u}(\vec{x}, t) \vec{\Phi}^{(l)}(\vec{x}) d\vec{x} = (\vec{u}(\vec{x}, t), \vec{\Phi}^{(l)}(\vec{x}))$$

La détermination des représentations les plus énergétiques de l'écoulement consiste à déterminer une base orthogonale à  $N$  dimensions de fonctions  $\vec{\Phi}^{(k)} (k = 1 \dots N)$  de telle sorte que la projection de l'ensemble des champs instantanés de fluctuations  $\vec{u}'(\vec{x}, t_i)$  sur cette base soit maximale au sens des moindres carrés. Par conséquent, d'un point de vue mathématique, les fonctions  $\vec{\Phi}^{(k)}$  correspondent à la solution du problème d'optimisation avec les contraintes suivantes :

$$\max_{\vec{\Phi}} \left\{ \frac{\langle |\vec{u}, \vec{\Phi}^{(k)}|^2 \rangle}{|\vec{\Phi}^{(k)}|^2} \right\} \quad \text{avec} \quad (\vec{\Phi}^{(k)}, \vec{\Phi}^{(k)}) = \|\vec{\Phi}^{(k)}\|^2 = 1$$

Le problème de maximisation admet une solution égale à la plus grande valeur propre du problème que l'on peut reformuler comme une équation intégrale de Fredholm, soit avec  $R(\vec{x}, \vec{x}') = \langle \vec{u}(\vec{x}) \otimes \vec{u}(\vec{x}') \rangle$  le tenseur des corrélations spatiales en deux points :

$$\sum_{j=1}^{n_c} \int_D R_{ij}(\vec{x}, \vec{x}') \vec{\Phi}^{(j)}(\vec{x}') d\vec{x}' = \lambda \vec{\Phi}^{(i)}(\vec{x})$$

Dans un domaine d'intégration borné, la théorie de Hilbert-Schmidt ([Riesz et Nagy, 1955](#) [98]) s'applique et assure l'existence d'une infinité dénombrable de solutions. L'équation de Fredholm possède donc un ensemble discret de solutions satisfaisant

$$\sum_{j=1}^{n_c} \int_D R_{ij}(\vec{x}, \vec{x}') \vec{\Phi}_n^{(j)}(\vec{x}') d\vec{x}' = \lambda_n \vec{\Phi}_n^{(i)}(\vec{x})$$

où  $\lambda_n$  et  $\vec{\Phi}_n^{(i)}$  représentent respectivement les valeurs propres et les fonctions propres POD d'ordre  $n = 1, 2, 3, \dots, k$ . Chaque nouvelle fonction propre est déterminée comme solution du problème de maximisation en imposant comme contrainte supplémentaire d'être orthonormale à toutes les fonctions propres trouvées précédemment. Dans cette étude la décomposition "POD" est utilisée pour l'étude de la dynamique instationnaire du bulbe décollé se développant sur l'obstacle 2D de type bosse. Nous utilisons pour cela les champs instantanés PIV de vitesse longitudinaux dans le plan  $(\vec{x}, \vec{y})$  mesurés dans le plan médian, et les profils de frottement instantané le long de la ligne médiane mesurés par le biais de la méthode électrochimique. Les détails de la procédure POD appliquée aux deux techniques de mesures expérimentales sont explicitées aux paragraphes suivants.

### 3.3.3.3 Application aux champs de vitesse

Concernant les mesures PIV, qu'elles soient rapides ou non résolues en temps, nous disposons de 500 à 2000 champs instantanés pour chaque réalisation composés de nombreux points de mesures spatiales dépendant dans notre cas à la fois de la résolution de la caméra employée et de la taille de la zone d'interrogation choisie. Mais dans tous les cas, le nombre d'échantillons spatiaux est plus important que le nombre d'échantillons temporels et nous utilisons la méthode dite des "snapshots" [107] pour déterminer les modes propres. Les champs de vitesse fluctuants comprennent deux composantes  $u'(x, t)$  et  $v'(x, t)$ , la matrice de corrélation  $R_{ij}$  s'écrit :

$$R_{ij} = \frac{1}{N_t} \left[ \sum_{k=1}^{N_x} u'(x_k, t_i) \cdot u'(x_k, t_j) + \sum_{k=1}^{N_x} v'(x_k, t_i) \cdot v'(x_k, t_j) \right]$$

On résout donc comme précédemment l'équation de Fredholm  $\mathbf{R}\psi^{(n)}(t) = \lambda^{(n)}\psi^{(n)}(t)$  pour obtenir les  $N_x$  modes temporels, puis  $\Phi^{(n)}$  obtenu par projection :

$$\Phi_u^{(n)}(x_k) = \sum_{i=1}^{N_t} u'(x_k, t_i) \cdot \psi^{(n)}(t_i) \quad \text{et} \quad \Phi_v^{(n)}(x_k) = \sum_{i=1}^{N_t} v'(x_k, t_i) \cdot \psi^{(n)}(t_i)$$

# Topologie et analyse statistique de l'écoulement décollé

## Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Préambule . . . . .</b>	<b>70</b>
4.1.1	Caractéristique de l'écoulement en amont de l'obstacle 2D . . . . .	71
4.1.2	Paramètres généraux d'essai . . . . .	71
<b>4.2</b>	<b>Topologie de l'écoulement décollé en aval de l'obstacle 2d . . . . .</b>	<b>72</b>
4.2.1	Existence et étendue de la zone décollée . . . . .	73
4.2.2	Caractérisation de la couche de cisaillement . . . . .	78
4.2.3	Comportement transversal de l'écoulement de retour/Bidimensionalité . . . . .	81
<b>4.3</b>	<b>Identification des zones de forte activité . . . . .</b>	<b>81</b>
4.3.1	Pics d'activité fluctuante dans le plan médian . . . . .	82
4.3.2	Taux de fluctuations de frottement à la paroi . . . . .	90
4.3.3	Répartition transversale des fluctuations de vitesse . . . . .	91
<b>4.4</b>	<b>Note importante concernant les comparaisons de données Piv et Dns . . .</b>	<b>92</b>
4.4.1	Liens entre la résolution PIV et les structures à petites échelles . . . . .	92
4.4.2	Comparaison PIV/DNS . . . . .	93
<b>4.5</b>	<b>Synthèse . . . . .</b>	<b>95</b>

A travers l'étude bibliographique, il apparaît que les décollements non inertiels présentent une très forte sensibilité aux perturbations amont et sont par conséquent fortement affectés par le nombre de Reynolds. Un point particulier de cette thèse vise à explorer l'effet du nombre de Reynolds sur le développement des instationnarités et a fortiori sur la taille de la zone de recirculation. Ce premier chapitre permet en particulier de souligner les effets Reynolds au travers une analyse statistique détaillée et également de comparer certains de nos résultats aux simulations numériques, disponibles dans la littérature sur la même configuration.

## 4.1 Préambule

Ce chapitre a pour objectif l'étude des caractéristiques topologiques moyennes (au sens de Reynolds) de l'écoulement décollé se développant en aval de l'obstacle 2D défini précédemment. Cette étude se base sur l'analyse des grandeurs moyennes de l'écoulement décollé et souligne notamment les effets Reynolds très importants sur cette configuration. Dans le cadre de cette thèse, la gamme des nombres de Kármán a été choisie de sorte à englober à la fois des bas nombres de Kármán, où comme nous le verrons l'écoulement est massivement décollé et de suffisamment hauts nombres de Kármán pour que les effets inertiels viennent à



bout du décollement. Le phénomène de décollement étant sensible aux perturbations amont, une attention particulière a été portée à la qualité de l'écoulement en amont de l'obstacle. Pour cela un important rapport de contraction assure une intensité de turbulence relativement faible à l'entrée du canal hydrodynamique et un développement de couche limite, jusqu'à l'obstacle, non perturbé. Pour l'ensemble des nombres de Reynolds étudiés, une caractérisation détaillée a donc été réalisée en vue d'avoir une bonne connaissance de la couche limite de référence en amont de l'obstacle. Cette caractérisation ainsi que les paramètres généraux d'essais sont présentés ci-dessous en préambule à notre étude.

#### 4.1.1 Caractéristique de l'écoulement en amont de l'obstacle 2d

La gamme de vitesse débitante choisie dans le cadre de cette étude s'étend de 0.10 m/s à 1.59m/s. La vitesse minimale représente la vitesse minimale de fonctionnement de notre canal hydrodynamique et la vitesse maximale correspond à la vitesse limite pour laquelle nos mesures préliminaires n'ont plus détecté de zone décollée. En vue de caractériser l'écoulement amont, des sondages de vitesses moyennes par anémométrie laser dans le plan médian du canal hydrodynamique nous ont permis de définir une position de référence en amont de l'obstacle. Ces mesures de vitesse sont effectuées pour plusieurs vitesses d'essai dans l'axe du canal (FIGURE 4.1).

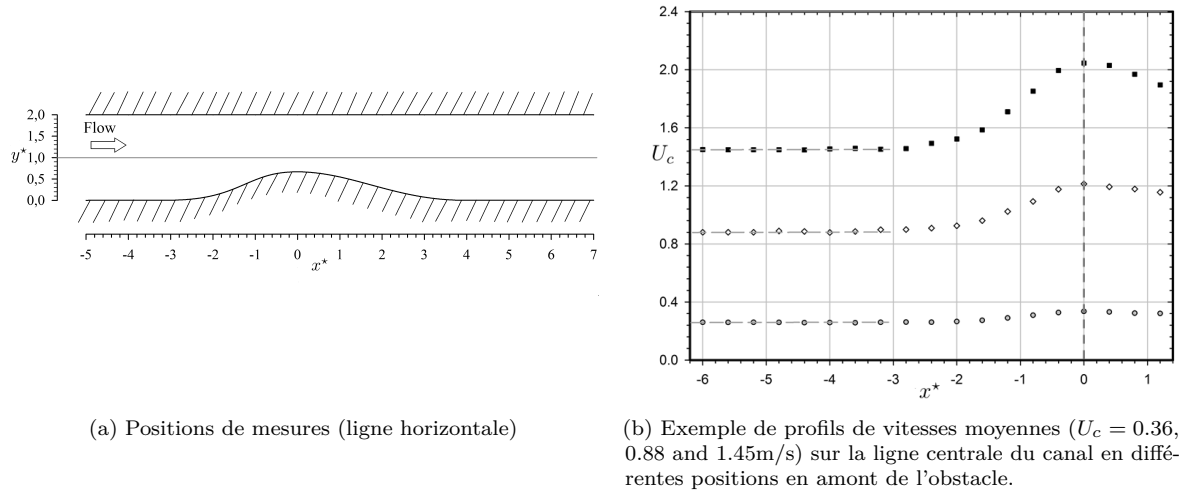
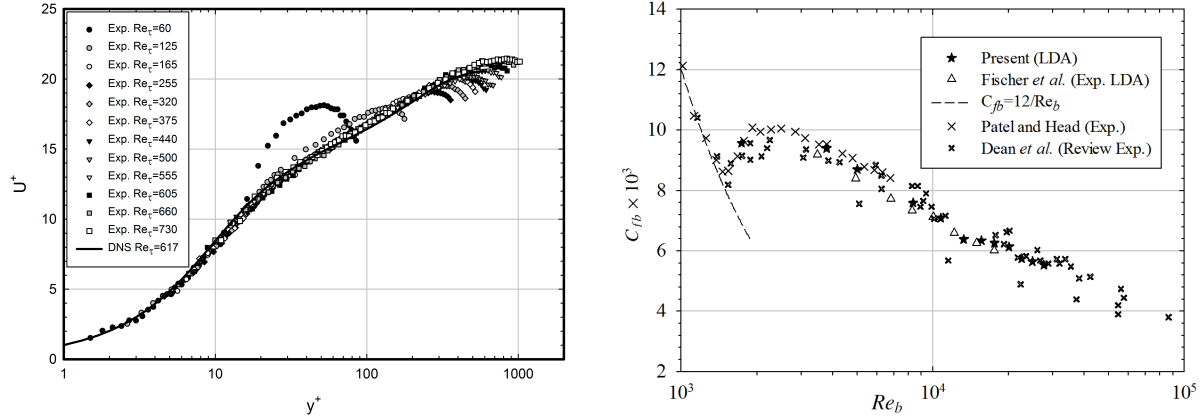


FIGURE 4.1 – Prospection de l'écoulement dans le plan médian en vue du choix d'une position caractéristique de l'écoulement non perturbé en amont de l'obstacle (les symboles font référence au TABLEAU 4.1).

La position  $x^* = -6$  a été retenue et définie comme référence car à cette position la vitesse n'est plus affectée par l'obstacle. Le tracé des profils de vitesse de couche limite au droit de la paroi à l'abscisse de référence ainsi que les coefficients de frottement associés sont représentés sur la FIGURE 4.2. Après traitement, la gamme de nombres de Kármán correspondante varie entre 60 et 730. A titre indicatif les données sont en bon accord avec les prédictions numériques de Laval *et al.* [53] et les précédents travaux mentionnant des valeurs de référence sur le frottement en canal plan (Dean *et al.* [78], Patel [102] et Fischer *et al.* [101]). Pour les nombres de Reynolds les plus bas, les mesures anémométriques s'étendant dans la sous couche-visqueuse, l'estimation du coefficient de frottement est faite dans la zone linéaire. Par contre, pour les nombres de Reynolds plus élevés, le coefficient de frottement est évalué par le biais de la loi logarithmique (méthode de Closer).

#### 4.1.2 Paramètres généraux d'essai

Les profils de vitesse précédents ont été traités en vue d'extraire les différentes caractéristiques de l'écoulement amont qui sont répertoriées dans le TABLEAU 4.1. Ce tableau regroupe l'ensemble des informations permettant d'obtenir les équivalences vis-à-vis des autres quantités répertoriées.



(a) Profils de vitesse moyenne en fonction de la distance à la paroi normalisée (en variable de paroi), la ligne désignant les données DNS de Laval et al. [53] ( $Re_\tau = 617$ )

(b) Variation du coefficient de frottement basé sur la vitesse débitante,  $C_{fb}$ , en fonction du nombre de Reynolds de débit,  $Re_b$ .

FIGURE 4.2 – Profils caractéristiques de l'écoulement amont.

TABLEAU 4.1 – Paramètres de l'écoulement moyen.

$U_c (ms^{-1})$	$U_b (ms^{-1})$	$u_\tau (ms^{-1})$	$Re_c$ ( $U_c \times H/2\nu$ )	$Re_b$ ( $U_b \times H/\nu$ )	$Re_\tau$	$H_{12}$	$C_{fb} \times 10^3$	Symboles
0.12	0.10	0.0069	1086	1734	60	2.41	9.57	Rond noir
0.26	0.21	0.0144	2245	3652	125	1.75	9.40	Rond gris
0.36	0.29	0.0190	3130	5010	165	1.61	8.70	Rond bl.
0.56	0.48	0.0295	4870	8330	255	1.54	7.59	Diamand noir
0.72	0.62	0.0370	6295	10765	320	1.51	7.09	Diamand gris
0.88	0.76	0.0430	7680	13265	375	1.49	6.38	Diamand bl.
1.02	0.89	0.0505	8870	15600	440	1.47	6.34	Triangle noir
1.16	1.01	0.0565	10090	17565	500	1.45	6.26	Triangle gris
1.32	1.15	0.0640	11480	20090	555	1.42	6.14	Triangle bl.
1.45	1.30	0.0695	12610	22575	605	1.41	5.74	Carrée noir
1.61	1.43	0.0760	14000	24870	660	1.40	5.65	Carrée gris
1.79	1.59	0.0837	15565	27650	730	1.39	5.54	Carrée bl.

La grandeur de similitude qui sera utilisée dans la suite de cette étude est le nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement  $u_\tau$  et la demi-hauteur du canal, ce nombre sans dimension est appelé nombre de Kármán et noté  $Re_\tau$ . Ce dernier présente l'avantage d'être relatif à la fois à une quantité pariétale ( $u_\tau$ ) et à une autre plus globale ( $H/2$ ), contrairement au nombre de Reynolds plus classique basé uniquement sur des grandeurs externes ( $U_b$ ,  $U_c$ , etc...).

Le facteur de forme  $H_{12}$  a également été calculé à partir des profils de vitesse en vue d'estimer la nature de l'écoulement incident. Au vu des valeurs prises par le facteur de forme, on peut considérer que l'écoulement correspondant au premier nombre de Kármán est transitoire et que ceux à plus hauts nombres de Kármán sont turbulents. Dans la suite de cette étude, les différentes analyses seront relatives à toute ou une partie des nombres de Kármán répertoriés dans ce tableau. La vitesse généralement prise en compte pour les adimensionnements est soit la vitesse débitante ( $U_b$ ), soit la vitesse de frottement ( $u_\tau$ ).

## 4.2 Topologie de l'écoulement décollé en aval de l'obstacle 2d

Nous discuterons essentiellement, dans les paragraphes suivants et en première approche, de la topologie du décollement en aval de l'obstacle. L'étendue de la zone décollée ainsi que certaines grandeurs caractéristiques qui s'avèrent utiles pour la suite de l'étude seront définies. Pour ce faire, une caractérisation, au sens de la moyenne de Reynolds, sera réalisée en prenant en compte notamment les effets Reynolds et les aspects tridimensionnels.

### 4.2.1 Existence et étendue de la zone décollée

L'une des questions que l'on peut être amené à se poser pour des écoulements soumis à la fois à un effet de courbure et à un gradient de pression adverse concerne l'existence du décollement de couche limite en lui-même. A mesure que le nombre de Kármán augmente, les effets inertiels étant antagonistes à ceux précédemment cités, cette question semble légitime. Nous allons donc procéder à une caractérisation méthodique de l'écoulement vis-à-vis du nombre de Kármán. L'étendue de la zone décollée sera explorée dans un premier temps dans le champ de l'écoulement, et dans un second temps, d'un point de vue pariétal.

#### 4.2.1.1 Champ de vitesse dans le plan médian

En vue de caractériser l'étendue du décollement, une cartographie des champs de vitesses dans le plan médian de l'obstacle 2D a été réalisée avec l'objectif de mettre en évidence les effets Reynolds d'abord sur le décollement moyen et par la suite sur les phénomènes instables associés au décollement. Les champs de vitesse moyenne obtenus par PIV permettent d'observer de manière quantitative l'étendue de la zone de recirculation ainsi que sa topologie. Dans un premier temps, nous nous limiterons à la simple étude du plan de symétrie de l'écoulement en vue de caractériser la zone décollée vis-à-vis des différents nombres de Kármán, pour ensuite explorer son comportement transversal.

Les FIGURES 4.3 et 4.4 montrent les différentes cartographies de vitesse moyenne longitudinale et normale respectivement obtenues dans le plan médian de l'obstacle 2D (on supposera que l'écoulement est bidimensionnel en moyenne dans ce plan, et donc que la composante transversale de vitesse moyenne  $\bar{W}$  est négligeable, ce qui sera discuté par la suite aux paragraphes §4.2.3 et §4.3.3), pour les différents nombres de Kármán étudiés. On constate très clairement une forte dépendance de la zone décollée vis-à-vis du nombre de Kármán. D'une façon générale, la zone décollée a tendance à se "plaquer" contre la paroi à mesure que la vitesse augmente.

La FIGURE 4.3 montre les isocontours de vitesse longitudinale de l'écoulement moyen pour divers nombres de Kármán. La composante longitudinale  $U$  est très importante au voisinage du sommet de l'obstacle du fait de la configuration de l'écoulement et de l'étranglement dû à l'obstacle en milieu confiné. La topologie de la composante longitudinale évolue à mesure que le nombre de Kármán augmente. Pour  $Re_\tau = 60$  la zone correspondant au maximum de  $U$  (région de sur-vitesse avec un maximum situé à  $x^* = 0$ ) est relativement étirée longitudinalement et présente une valeur relative assez faible par rapport aux autres nombres de Kármán. Pour les nombres de Kármán allant de 125 à 605 (FIGURE 4.3b à 4.3j), cette zone de sur-vitesse présente une valeur plus ou moins constante ( $U/U_b \approx 1.6$ ) et a tendance à se réduire longitudinalement à mesure que le nombre de Kármán augmente. La zone de recirculation est également clairement identifiée en aval de l'obstacle 2D. On constate que la longueur ainsi que l'épaisseur de décollement évoluent à mesure que le nombre de Kármán augmente, cette zone sera discutée et étudiée plus longuement au paragraphe suivant (§4.2.1.3). Cependant de façon qualitative, trois cas de figure sont observés, un décollement massif avec un recollement au delà de l'obstacle comme c'est le cas pour  $Re_\tau = 60$  (FIGURE 4.3a), un décollement avec un recollement sur l'obstacle (FIGURES 4.3b à 4.3j), et finalement le cas où aucun décollement n'est observé (non étudié ici, mais clairement observé expérimentalement).

La zone d'écoulement de retour est située entre la surface de l'obstacle et la ligne de vitesse nulle. Les abscisses des maxima de vitesse tangentielle de l'écoulement de retour ( $x_{max(bf)}^*$ ) ont pu être identifiées dans cette zone, pour une partie des nombres de Kármán étudiés et sont reportées sur le TABLEAU 4.2. Dans le cas du plus faible nombre de Kármán, le maximum de vitesse tangentielle de l'écoulement de retour est situé hors du champ PIV et pour les  $Re_\tau > 500$ , cette position est très délicate à déterminer et est entachée d'erreurs, aucune valeur ne sera donc avancée. Les valeurs que nous avons cependant réussi à extraire seront analysées par la suite et comparées notamment aux pics secondaires des profils de frottement pariétaux.

On peut également signaler la présence d'un ralentissement sur la paroi opposée, qui est clairement observé pour les faibles nombres de Kármán et décelable expérimentalement jusqu'à  $Re_\tau = 550$ . Cette dernière observation est également prédite numériquement [53].

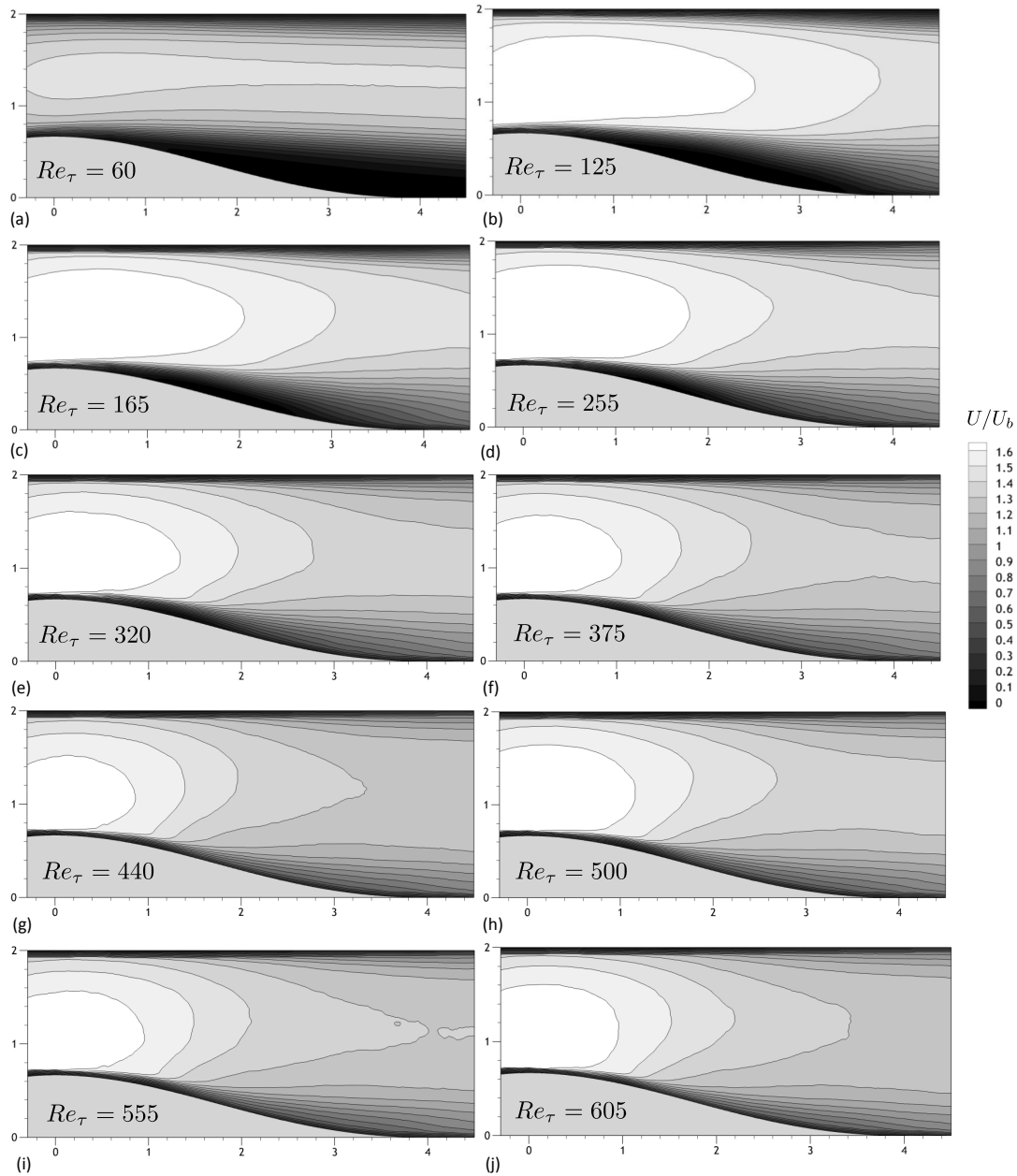


FIGURE 4.3 – Champs de vitesse longitudinale moyenne adimensionnée par  $U_b$  obtenus dans le plan de symétrie pour divers nombres de Kármán significatifs ( $Re_\tau = 60$  à  $605$ ).

La composante normale moyenne  $V$  est également intéressante à analyser. La [FIGURE 4.4](#) montre son évolution pour divers nombres de Kármán. On constate une région de sur-vitesse visible, quelque soit le nombre de Kármán, en amont du sommet de l'obstacle 2D de valeur approximativement constante et égale à  $V/U_b \approx 0.3$ . En aval de l'obstacle, la composante normale de vitesse moyenne décroît de plus en plus fortement pour atteindre un minima (approximativement constant et égal à  $V/U_b \approx -0.25$ ) et ensuite recroître jusqu'à un niveau constant et commun à l'ensemble de l'écoulement au loin. Les minima de  $V$  sont situés en  $x^* \approx 3.4$  pour  $Re_\tau = 125$  et tendent ensuite à se rapprocher du sommet de l'obstacle ( $x^* \approx 1.2$  pour  $Re_\tau = 605$ ). La valeur correspondante au  $Re_\tau = 60$  est ici hors champ. On constate également une zone de sur-vitesse dans la région que nous avons précédemment identifiée comme étant

la zone de décollement (comme illustré par la zone encadrée sur la [FIGURE 4.4b](#)). Cette sur-vitesse est clairement visible notamment sur les [FIGURES 4.4b](#) à [4.4d](#). Cette sur-vitesse met en avant le détachement des couches fluides de la paroi dû au gradient de pression imposé par la géométrie de l'obstacle. Cette zone est relativement étendue pour  $Re_\tau = 125$  et se réduit ensuite à mesure que le nombre de Kármán augmente. Ces champs de vitesse nous permettent également d'évaluer la longueur de décollement aussi appelé longueur de recirculation, comme nous allons le voir maintenant.

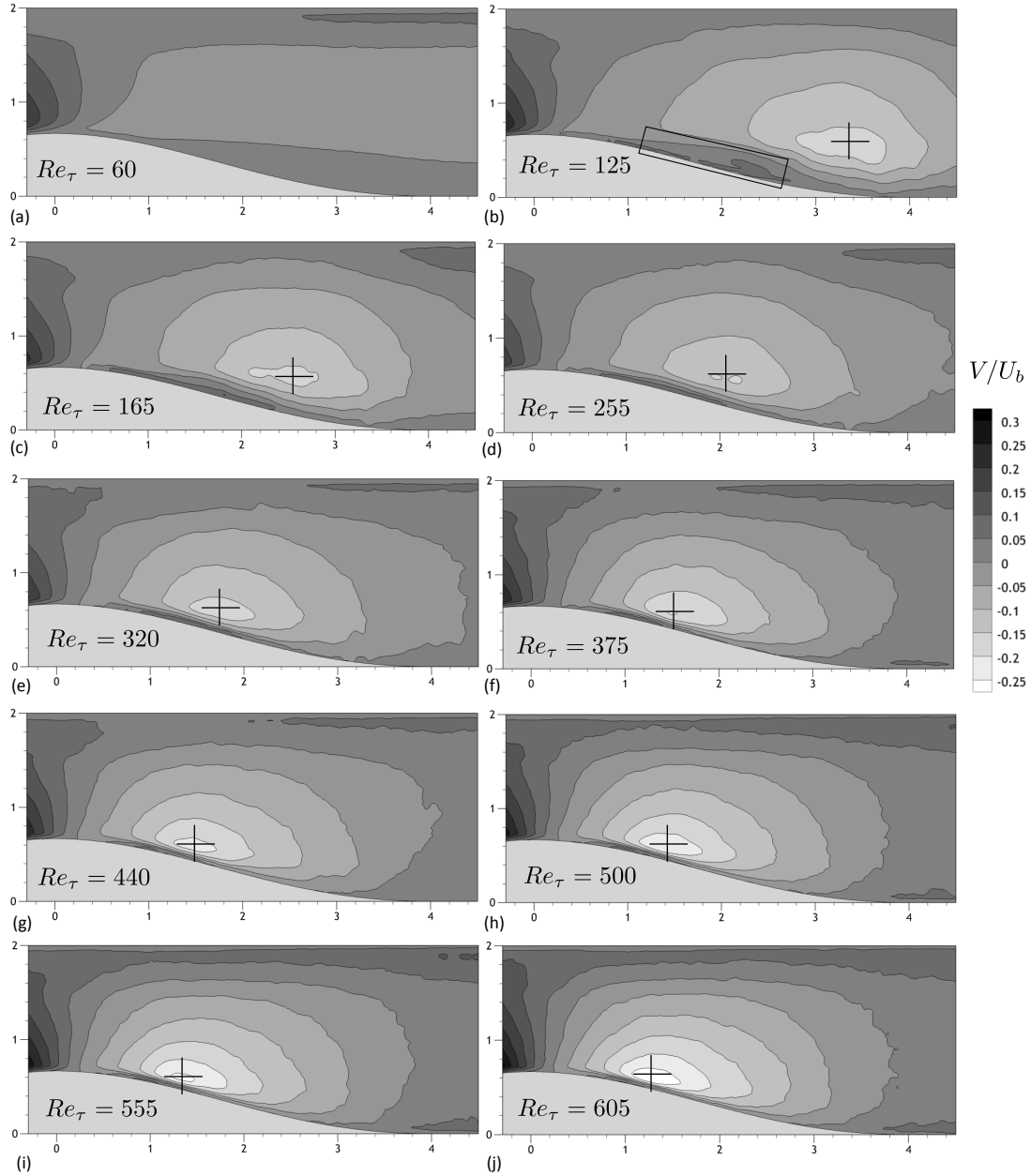


FIGURE 4.4 – Champs de vitesse normale moyenne adimensionnée par  $U_b$  obtenus dans le plan de symétrie pour divers nombres de Kármán significatifs ( $Re_\tau = 60$  à  $605$ ).

#### 4.2.1.2 Longueur de décollement (ou longueur de recirculation)

En vue d'extraire les longueurs de décollement relatives à chaque nombre de Kármán, les points de décollement ainsi que les points de recollement moyens ont été évalués à partir des profils de vitesse moyens tangents à la paroi. A titre d'exemple, la [FIGURE 4.5](#) donne un aperçu de la méthode de repérage

des abscisses de décollement et de recollement pour  $Re_\tau = 125$  avec, en médaillon, les profils de vitesse tangentiels mettant en avant la position relative de décollement/recollement.

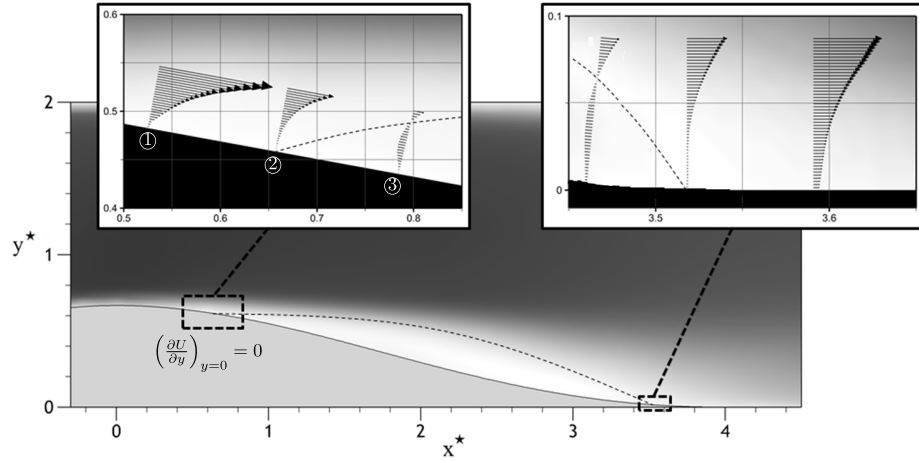


FIGURE 4.5 – Détermination de la position du point de décollement/recollement pour  $Re_\tau = 125$ .

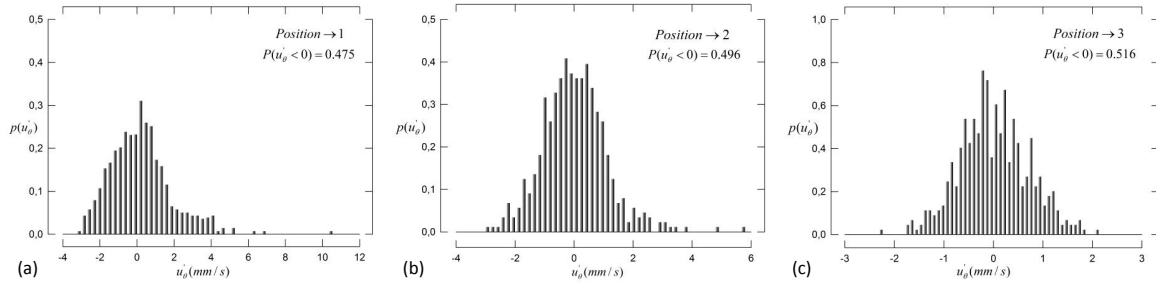


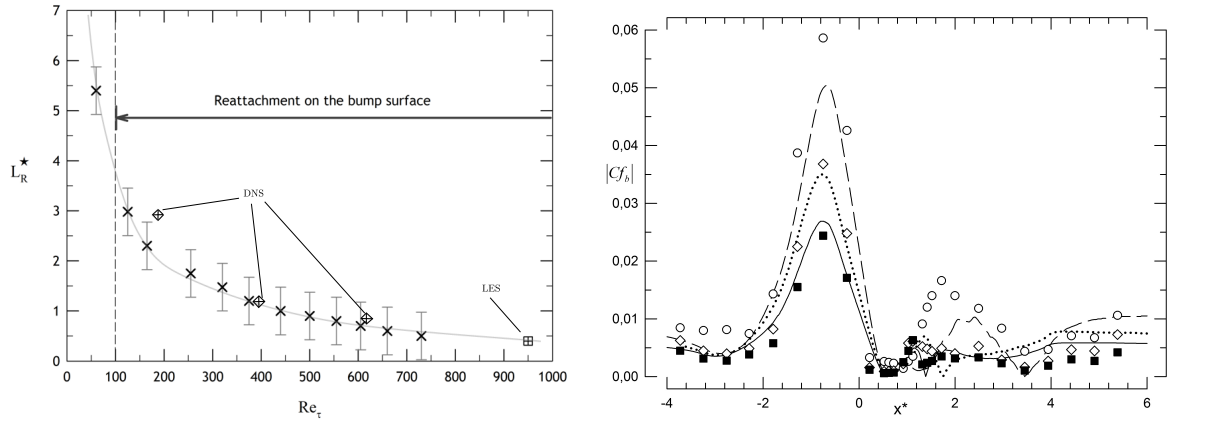
FIGURE 4.6 – Densité de probabilité pour  $Re_\tau = 125$ ; (a) Avant le décollement-position 1, (b) au décollement-position 2 et (c) Après le décollement-position 3.

Cette approche présente cependant des difficultés pour les hauts nombres de Kármán, à cause des faibles épaisseurs de décollement qui induisent une zone d'incertitude plus grande. Inversement pour les faibles nombres de Kármán, la difficulté réside dans la trop légère variation de courbure à la paroi des profils de vitesse, qui là également engendre une forte incertitude. De plus, bien que les essais aient été faits avec une très bonne résolution spatiale, les effets indésirables inhérents à la technique de mesure (réflexion à la paroi) ne facilitent pas les choses. Une autre approche ([Laval et al. \[53\]](#)) permettant de localiser les positions de décollement et de recollement a également été réalisée. Cette dernière est basée sur les densités de probabilité de vitesse tangente en région de très proche paroi, qui sont calculées sur l'ensemble des clichés PIV acquis. Ils représentent ainsi pour une position donnée la répartition des vitesses tangentielles instantanées. Il est dès lors possible d'estimer la probabilité que celle-ci soit négative ou positive au plus proche de la paroi ( $P(u'_\theta < 0) > 0.5$  ou  $< 0.5$ ). La [FIGURE 4.6](#) représente à titre indicatif les trois densités de probabilité relatives aux trois profils de vitesse avant (position 1), pendant (position 2) et après (position 3) le décollement en médaillon sur la [FIGURE 4.5](#). Les probabilités  $P(u'_\theta < 0)$  associées sont respectivement de 0.475, 0.496 et 0.516, permettant ainsi de faire une sélection des profils tangents instantanés et de repérer la position du décollement et du recollement en moyenne. Cependant là encore, il est difficile d'obtenir une bonne précision car les profils de vitesse tangente en région de proche paroi ne sont pas dénués d'erreurs de mesure et de ce fait l'estimation dans certains cas est très difficile. Une estimation des abscisses de décollement (noté  $x_S$ ) et de recollement (noté  $x_R$ ) a néanmoins été faite au plus juste, à partir des champs de vitesse pour les différents nombres de Kármán étudiés. En effet la longueur de décollement est un paramètre d'adimensionnement incontournable dans la suite de l'étude, son évaluation, bien que sujette à des erreurs, est donc requise. La méthode choisie pour cela est celle des profils de vitesse tangents. La position du point de décollement est quant à elle relativement délicate à obtenir expérimentalement

TABLEAU 4.2 – Paramètres caractéristiques de la zone décollée. Le symbole  $\star$  désignant l'adimensionnement par la demi-hauteur du canal  $H/2$ .

$Re_\tau$	$L_R^\star$	$x_{max(bf)}^\star$	$Re_\tau$	$L_R^\star$	$x_{max(bf)}^\star$
60	6.00	-	440	1.00	1.10
125	2.98	2.71	500	0.90	-
165	2.30	1.92	555	0.80	-
255	1.75	1.42	605	0.70	-
320	1.47	1.22	660	0.60	-
375	1.20	1.15	730	0.50	-

avec précision car elle varie très peu, mais semble cependant légèrement varier à mesure que le nombre de Kármán augmente autour de la position  $x_S^\star = 0.6$ . Malheureusement les faibles variations de position n'ont pas pu être estimées expérimentalement. La position du point de recollement quant à elle varie fortement avec le nombre de Kármán et a été clairement estimée pour chaque nombre de Kármán. A partir de ces points, les longueurs de décollement ( $L_R$ ) correspondant à chaque cas sont estimées (différence entre les abscisses des points de recollement et de décollement). La longueur de décollement est tracée en fonction du nombre de Kármán, représentée sur la FIGURE 4.7a et reportée dans le TABLEAU 4.2.



(a) Longueur du bulbe décollé en fonction du nombre de Kármán. Les symboles désignent les données DNS et LES référencées dans la littérature. Les barres d'erreurs correspondent à la plus grande valeur de l'erreur commise sur l'ensemble des nombres de Kármán étudiés.

(b) Profils des coefficients de frottement (en valeur absolue) le long du plan médian de l'obstacle pour divers nombres de Kármán ( $Re_\tau = 165, 375$  et  $605$ ). Les lignes désignent les simulations DNS ( $Re_\tau = 187$  - ligne discontinue,  $395$  - ligne pointillée et  $617$  - ligne continue).

FIGURE 4.7 – Étendue moyenne du décollement le long de l'obstacle.

Il est à noter que pour le plus bas nombre de Kármán ( $Re_\tau = 60$ ), le recollement moyen est hors champ. Ce dernier a tout de même pu être calculé à partir des mesures PIV dans le plan transverse présentées par la suite. On observe une réduction de la longueur de décollement progressive à mesure que le nombre de Kármán augmente jusqu'à une valeur critique estimée à  $Re_\tau = 1200$ , valeur pour laquelle l'écoulement ne présente plus de décollement.

Compte tenu de la forte dépendance de ces valeurs vis-à-vis des conditions expérimentales, spécialement dans les bas régimes d'écoulement, il est difficile de comparer avec d'autres études. Cependant, les résultats obtenus dans notre étude semblent s'accorder raisonnablement avec les longueurs de décollement prédites par les simulations DNS [53] pour  $Re_\tau = 395$  et  $617$ , néanmoins un écart notable est clairement observé pour  $Re_\tau = 187$ . Schiavio *et al.* [100] ont récemment réalisé des simulations LES complémentaires à celles de Marquillie *et al.* [33] et Laval *et al.* [53] pour deux autres Reynolds ( $Re_\tau = 950$  et  $2000$ ). La longueur de décollement correspondant à  $Re_\tau = 950$  est de  $0.4$ , ce qui correspond approximativement au prolongement de la courbe de tendance (FIGURE 4.7a). Pour le second nombre de Kármán ( $Re_\tau = 2000$ ), la simulation ne présente plus de décollement.



### 4.2.1.3 Coefficient de frottement le long de la ligne médiane de l'obstacle

Le profil du coefficient de frottement le long de l'obstacle est représenté sur la [FIGURE 4.7b](#) pour les différents nombres de Kármán ( $Re_\tau = 165, 375$  et  $605$ ). L'évolution des coefficients de frottement mesurés expérimentalement le long du plan médian de l'obstacle montrent un effet Reynolds significatif, notamment pour les faibles nombres de Kármán. D'une façon générale, les coefficients de frottement présentent un premier pic significatif de très forte amplitude. Cette brusque augmentation du coefficient de frottement est liée à la pente de l'obstacle qui a pour effet d'augmenter le frottement pariétal des couches de fluide (par effet Venturi). Par la suite on observe une diminution progressive du coefficient de frottement. Bien que les sondes électrochimiques installées (sondes simples) ne soient pas sensibles à la direction, l'évolution des coefficients de frottement présente des pics secondaires (plus marqués à bas nombre de Kármán). Ces pics secondaires semblent en valeur absolue suivre, pour  $Re_\tau = 375$  et  $605$ , le comportement du coefficient de frottement prédit numériquement pour un nombre de Kármán comparable et qui marque la présence d'un décollement. Il est à noter cependant que pour  $Re_\tau = 165$ , ce pic secondaire, fortement marqué et soulignant l'étendue du décollement, s'écarte de la prédiction numérique et renforce l'idée d'une sous estimation de la longueur de décollement précédemment évoquée dans l'analyse des champs de vitesses médians. Cette différence peut-être due à des perturbations amont induites dans l'écoulement et réduisant ainsi le décollement par rapport à la simulation conjointe. L'effet Venturi imposé par la géométrie de l'obstacle ralentit l'écoulement en aval du sommet de l'obstacle jusqu'à un retour vers un écoulement sur plaque plane sans gradient de pression où l'effet du décollement peut alors être négligé. La courbe de  $C_{fb}$  indique l'apparition d'un retour à l'équilibre pour une abscisse  $x^\star$  de l'ordre de 4 à 5 aux imprécisions de mesure près. On constate également que les positions des pics secondaires correspondent aux positions des maximums de vitesse tangentielle de la zone de recirculation identifiée au paragraphe précédent. Par exemple pour  $Re_\tau = 165$ , le maximum de vitesse tangentielle de l'écoulement de retour est situé à  $x^\star = 1.92$ , ce qui correspond au pic secondaire de la [FIGURE 4.7b](#). Ce qui s'explique très bien par continuité de la vitesse à la paroi.

## 4.2.2 Caractérisation de la couche de cisaillement

Dans ce paragraphe, nous nous intéresserons au comportement de la couche de cisaillement induite par le décollement dans le plan de symétrie de l'obstacle. Ce type d'écoulement résulte généralement de la rencontre entre deux écoulements parallèles de vitesse différente, dans notre cas, la couche de cisaillement est directement associée à la courbure de l'obstacle qui induit un écoulement de retour.

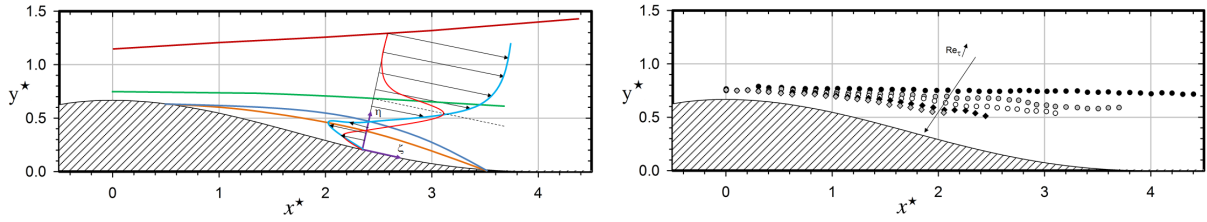
### 4.2.2.1 Position moyenne de la couche cisillée induite par le décollement

En se basant sur le modèle de la couche de mélange plane, le cisaillement formé entre la zone de recirculation (écoulement de retour "back flow") et la vitesse au loin est susceptible de générer des instabilités de type Kelvin-Helmholtz. En effet, selon le critère de Rayleigh, une condition nécessaire pour qu'une instabilité de type Kelvin-Helmholtz existe est que les profils de vitesse présentent un point d'inflexion. En vue d'étudier la couche de cisaillement, il est nécessaire de définir un repère curviligne associé à l'obstacle ([FIGURE 4.8a](#)), ainsi que la vitesse tangentielle à la paroi dans ce repère. Les vitesses maximales et minimales de la couche cisillée sont notées respectivement  $U_{max}$  et  $U_{min}$ . Une vue schématique des différentes zones est présentée à titre illustratif sur la [FIGURE 4.8a](#) avec un profil de vitesse et de gradient de vitesse tangentielle typiques. On peut donc définir quatre zones différentes :

- Une ligne où la vitesse tangentielle de retour est maximale (— vitesse tangentielle minimale)



- Une ligne où la vitesse tangentielle est nulle (— vitesse tangentielle nulle)<sup>1</sup>
- Une ligne où le gradient de vitesse est maximum (— ligne moyenne de cisaillement)
- Une ligne définissant la vitesse au loin (— vitesse maximale)



(a) Schéma des différentes zones associées au décollement et à la couche cisailée. — vitesse maximale, — ligne moyenne de cisaillement, — vitesse nulle et — vitesse minimale.

(b) Position moyenne de la couche cisailée pour différents nombres de Kármán.

FIGURE 4.8 – Caractéristiques de la couche de cisaillement le long de l'obstacle.

Nous allons après s'être intéressés au décollement nous intéresser au comportement de la ligne moyenne de cisaillement. A ce titre, la FIGURE 4.8b présente la cartographie des lignes moyennes de cisaillement autour de l'obstacle 2D pour différents nombres de Kármán. On constate qu'au plus le nombre de Kármán augmente, au plus la couche cisailée se plaque contre la paroi. Le décollement, et plus particulièrement l'écoulement de retour contribue à accentuer la différence de vitesse tangentielle associée à la couche de cisaillement. De ce fait, bien que la couche de cisaillement puisse exister même sans décollement, elle entretient des liens étroits avec la zone décollée. Leur coexistence renforce la couche cisailée et met en avant la possibilité d'un développement d'instabilités engendré par l'enroulement des couches de fluide (entraînées par la couche de cisaillement) d'autant plus important que le nombre de Kármán sera faible (décollement plus important). Cette instabilité convective de type Kelvin-Helmholtz sera étudiée plus en détail par la suite.

#### 4.2.2.2 Grandeurs caractéristiques de la couche de cisaillement

Après avoir estimé la position moyenne de la couche de cisaillement, nous allons définir certaines grandeurs caractéristiques qui lui sont intrinsèquement associées. Tout d'abord, le renforcement de la couche de cisaillement due au décollement (accentuation de la différence de vitesse tangentielle) peut être caractérisé par le rapport de vitesse  $R$  défini par :

$$R = \frac{U_{max} - U_{min}}{U_{max} + U_{min}} = \frac{\Delta U}{2U_{moy}}$$

Afin de mettre en évidence l'évolution de ce rapport de vitesse, nous nous proposons de normaliser et de translater l'abscisse longitudinale telle que son origine coïncide avec l'extrémité de la zone de décollement, c'est-à-dire :  $((x - x_s)/L_R)$ , avec  $x_s$ , la position du point de décollement. L'évolution des différents rapports de vitesse est reportée sur la FIGURE 4.9a uniquement pour ces zones décollées  $((x - x_s)/L_R)$ , car les rapports sont égaux à 1 pour les zones non décollées (la condition d'adhérence à la paroi impose une vitesse minimale égale à zéro à la paroi). La position du maximum du rapport de vitesse est fonction du nombre de Kármán, celui-ci décroît d'une valeur de 0.72 pour  $Re_\tau = 125$  à 0.40 environ pour  $Re_\tau = 320$ . De plus la valeur maximale de ce rapport de vitesse est d'autant plus grande que le nombre de Kármán est petit. Il est à noter que, pour un nombre de Kármán donné, l'abscisse de l'extremum du rapport de vitesse correspond à l'aplomb de l'endroit où l'écoulement de retour atteint sa valeur maximale. Cette position correspond également à la position du pic secondaire du coefficient de frottement pariétal. La contribution du décollement à l'accentuation locale de la couche cisailée est donc maximale en cette position.

1. Dans le cas d'écoulement non décollé et en référence à la condition d'adhérence, la paroi est le seul lieu où la vitesse tangentielle est nulle. Pour un écoulement décollé, cette ligne représente la frontière de la zone d'écoulement de retour.

Le décollement joue ici le rôle de promoteur d'instabilité en accentuant, par rapport à une configuration non décollée, le gradient de vitesse de la couche cisailée et donc par là même les enroulements induits par l'oscillation de la couche de cisaillement.

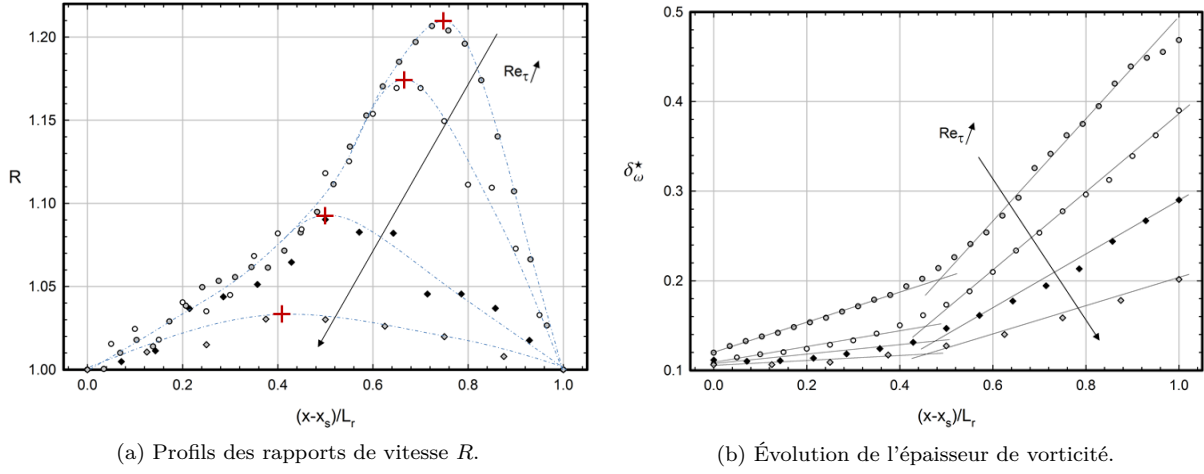


FIGURE 4.9 – Paramètres caractéristiques de la couche de cisaillement pour différents nombres de Kármán.

Toujours en référence au modèle classique de couche de mélange plane, les instabilités de type Kelvin-Helmholtz provoquent une ondulation de la couche de cisaillement qui s'amplifie et est alors le siège d'enroulements de fluide à l'origine de lâchers tourbillonnaires pseudo périodiques. L'amplitude d'ondulation de la couche de cisaillement peut être également caractérisée en fonction de son expansion. En cela, on peut définir une couche de cisaillement par le biais de son épaisseur dite de "vorticité".

Toute la difficulté consiste, contrairement au cas de la couche de mélange, à définir cette quantité de façon objective. En effet, si l'on se place du point de vue de la couche de cisaillement, sans considérer le décollement, dont l'évolution advective est principalement orientée selon la direction moyenne de l'écoulement, l'épaisseur de vorticité gagne à être évaluée dans le repère absolu (noté  $\delta_{\omega\perp}$ ). Par contre, du point de vue de l'écoulement décollé, qui évolue notamment en fonction de la vitesse tangentielle, son estimation suivant un repère local semble plus appropriée. Dans notre cas, nous avons donc estimé les épaisseurs de vorticité dans le repère local (noté  $\delta_\omega$ ) suivant la définition suivante :

$$\delta_\omega = \frac{\Delta U_\zeta}{(\partial U_\zeta / \partial \eta)_{max}}$$

Avec  $\eta$ , la normale à la paroi et  $U_\zeta$  la vitesse moyenne tangente à la paroi. La variation de vitesse prise en compte ici prend en considération l'écoulement de retour, qui accentue fortement la zone cisailée par rapport à une couche de mélange classique.

L'évolution de l'épaisseur de vorticité obtenue à partir des champs PIV le long du décollement pour différents nombres de Kármán est présentée sur la FIGURE 4.9b. Les résultats montrent que l'évolution longitudinale de l'épaisseur de vorticité présente un comportement linéaire suivant plusieurs régions. La première région présente un taux de croissance ( $d\delta_\omega/dx$ )  gal à environ 0,1 et une seconde un taux de croissance plus élevé encore. Le taux d'accroissement de l'épaisseur de vorticité est généralement de l'ordre de grandeur de 0.04 [113] pour une couche de mélange. Le taux de croissance de l'épaisseur de vorticité est dans notre cas plus important quelque soit le nombre Kármán. Ceci pourrait s'expliquer par l'accentuation de la couche de cisaillement due à l'écoulement de retour. Cette croissance linéaire est également liée à l'augmentation de l'amplitude d'ondulation de la couche de cisaillement et à l'augmentation de la taille caractéristique des structures tourbillonnaires induites.

### 4.2.3 Comportement transversal de l'écoulement de retour/Bidimensionalité

Un point particulier de cette thèse consiste à explorer l'effet du nombre de Reynolds sur le développement de la zone de recirculation. La taille de la zone de recirculation (ou longueur de décollement notée  $L_R$ ) qui a été caractérisée précédemment définit la limite pariétale de l'écoulement de retour. On peut également définir dans le champ le contour délimitant l'écoulement de retour qui est alors défini par le lieu en aval de l'obstacle, pour laquelle la vitesse moyenne longitudinale est nulle. En accord avec les observations précédentes, cette zone présente une évolution décroissante avec le nombre de Kármán. Après avoir caractérisé l'étendue de la zone décollée dans le plan de symétrie de l'obstacle et la couche de cisaillement, nous allons caractériser les effets 3D (transversal). D'un point de vue tridimensionnel, le bulbe décollé, dans la configuration utilisée de type canal plan, est sous-entendu bidimensionnel en moyenne. Cependant les effets de confinement latéral ainsi que la dynamique du décollement peuvent sensiblement influencer cette zone. Pour étudier la topologie transversale du bulbe décollé, les isosurfaces de la zone de retour du bulbe décollé ont été extraites, pour différents nombres de Kármán, des champs de vitesse volumiques ( $V3v$ ). Les champs de vitesse volumiques (volume de mesure présenté en FIGURE 4.10a), bien que sujets à une résolution spatiale et à une précision assez médiocres (dus principalement à la méthode expérimentale en elle-même), ont l'avantage de donner une représentation tridimensionnelle du champ de vitesse inaccessible par un autre biais expérimental dans cette configuration d'essai. Seuls les deux plus faibles nombres de Kármán ont pu être exploités car, pour des nombres de Kármán supérieurs, la couche décollée est d'épaisseur trop faible (vis-à-vis de la résolution spatiale) et les erreurs de mesure ne permettent pas de conclure. Les isosurfaces de vitesse nulle, représentées en FIGURES 4.10b et 4.10c, pour les deux plus faibles nombres de Kármán, permettent ainsi de souligner des effets de confinement latéral assez significatifs et perceptibles de part et d'autre du bulbe décollé. Cependant, la partie centrale du bulbe décollé présente une région assez large et assez peu perturbée par ces effets de bord. De plus, les effets de bord sont d'autant moins significatifs que le nombre de Kármán augmente. On peut donc dans une certaine mesure considérer que l'écoulement est bidimensionnel en moyenne.

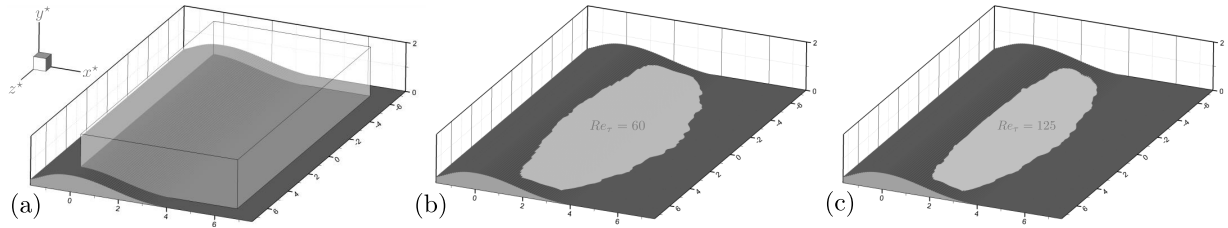


FIGURE 4.10 – Étendue du volume de mesure calibré (a), Isosurface de vitesse nulle pour  $Re_\tau = 60$  (b), pour  $Re_\tau = 125$  (c).

## 4.3 Identification des zones de forte activité

Dans cette partie, nous nous proposons de caractériser les zones de forte activité au sens statistique du terme. Ces informations permettront de localiser spatialement les zones fortement instationnaires éventuellement liées à des phénomènes pseudo-périodiques instables. L'objectif est ici de situer les zones où les fluctuations sont les plus élevées par rapport à la topologie moyenne de l'écoulement étudié précédemment. Pour ce faire, les statistiques essentiellement du deuxième ordre, dans le champ de l'écoulement et à la paroi, seront analysées en détail.

### 4.3.1 Pics d'activité fluctuante dans le plan médian

Cette première approche statistique vers la dynamique de l'écoulement décollé a pour objectif la mise en évidence des zones spécifiques susceptibles de participer de façon active à la dynamique globale. Cette première approche consiste à analyser certains termes du bilan de quantité de mouvement et d'énergie cinétique turbulente (en lien avec les mouvements instationnaires).

#### 4.3.1.1 Tensions de Reynolds associées aux composantes normale et longitudinale

Nous allons nous intéresser à certains termes du bilan de quantité de mouvement et plus particulièrement aux différentes tensions de Reynolds (contraintes turbulentes) qui caractérisent l'activité instationnaire. Le but principal est d'extraire des informations sur les zones de forte activité associées aux différentes composantes de vitesse (longitudinale et normale) afin de se donner une idée de l'amplitude des fluctuations de vitesse. Nous rappelons que le bilan de quantité de mouvement s'écrit :

$$\rho U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \rho \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j}$$

Avec  $u_i = U_i + u'_i$  suivant la décomposition de base de Reynolds. Les deux termes du membre de gauche correspondent au transport de la vitesse moyenne et au gradient des tensions de Reynolds. Le membre de droite est constitué du gradient de pression et du terme visqueux. Comme il n'y a pas de sommation sur les indices  $i$ , ce bilan se décompose donc en deux équations et trois termes de tension de Reynolds en l'occurrence  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$  et  $\overline{u'v'}$ . L'activité du champ fluctuant est principalement représentée dans ce bilan par le terme de tension de Reynolds que nous allons maintenant analyser en détail. Dans cette optique, les iso-contours des contraintes turbulentes longitudinales  $\overline{u'^2}$  et normales  $\overline{v'^2}$  ainsi que la contrainte de cisaillement  $\overline{u'v'}$  ont été calculés. Les FIGURES 4.11, 4.12 et 4.13 représentent respectivement sous forme adimensionnelle les valeurs r.m.s. des fluctuations de vitesse longitudinale et normale ainsi que la contrainte de cisaillement.

Tout d'abord, nous constatons que les trois quantités relatives aux contraintes turbulentes ne présentent des valeurs significatives qu'à partir du point de décollement proprement dit et dans la région aval de celui-ci. L'évolution de la topologie de ces contraintes en fonction du nombre de Kármán est assez similaire. On constate qu'une grande partie des contraintes turbulentes est en fait créée par les structures induites par la couche de cisaillement située à la frontière du décollement avec l'écoulement extérieur. Cette zone présente une importance énergétique considérable par rapport aux autres fluctuations. La valeur r.m.s, relative à la contrainte longitudinale,  $\sqrt{\overline{u'^2}}$  présente deux régions marquées (FIGURE 4.11). La première se situe dans la région de cisaillement associée au décollement qui s'étend à mesure que le nombre de Kármán diminue et se "plaque" contre la paroi à mesure que le nombre de Kármán augmente. La seconde se situe sur la paroi opposée et marque la réduction de vitesse constatée au paragraphe §4.2.1.1. Les maxima de cette contrainte turbulente sont situés en aval du décollement à  $x^* = 2.8$  pour  $Re_\tau = 125$  et évoluent vers l'amont à mesure que le nombre de Kármán augmente jusqu'à  $x^* = 1.1$  pour  $Re_\tau = 605$ . Pour le plus bas nombre de Kármán ( $Re_\tau = 60$ ), le pic de contrainte longitudinale est hors champ. Le niveau maximum de fluctuation longitudinale de vitesse  $\sqrt{\overline{u'^2}}/u_\tau$  est de l'ordre de 6 environ et varie très légèrement en fonction du nombre de Kármán.

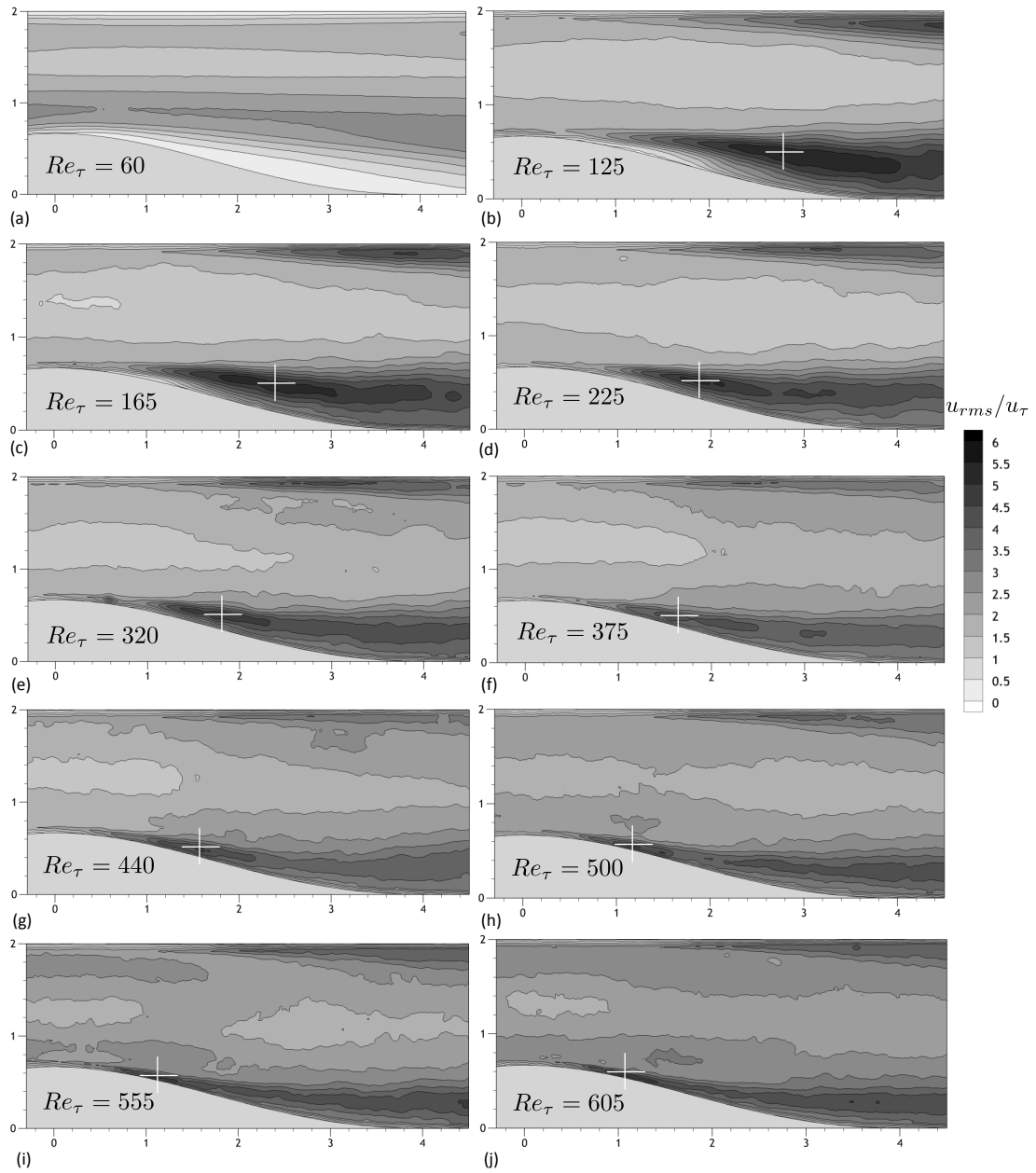


FIGURE 4.11 – Valeurs r.m.s des fluctuations de vitesse de la composante longitudinale adimensionnée par  $u_\tau$  pour  $Re_\tau = 60$  à  $605$  (respectivement de (a) à (j)). Le symbole + localise les positions des valeurs maximales.

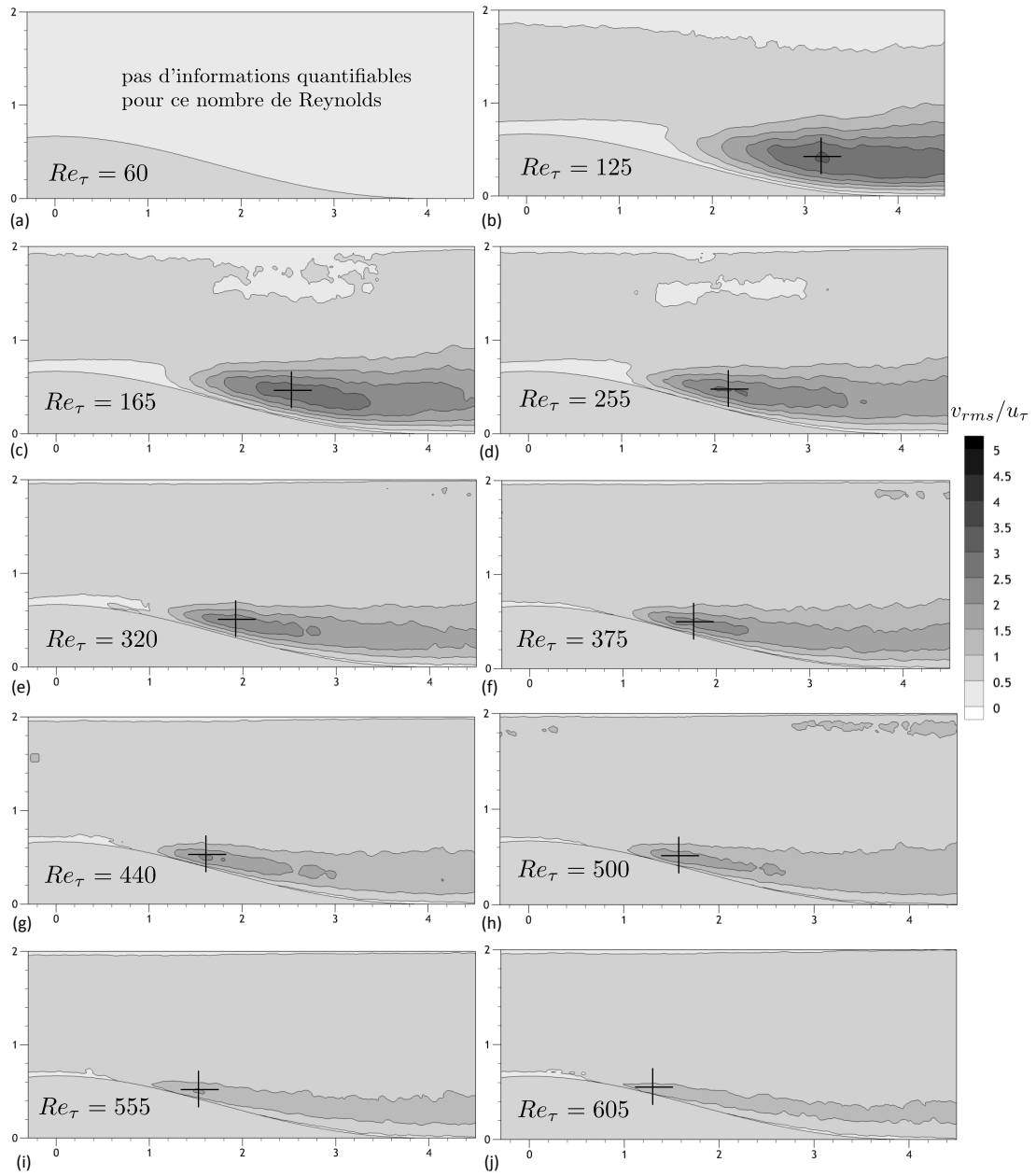


FIGURE 4.12 – Valeurs r.m.s des fluctuations de vitesse de la composante normale adimensionnée par  $u_\tau$  pour  $Re_\tau = 60$  à  $605$  (respectivement de (a) à (j)). Le symbole + localise les positions des valeurs maximales.

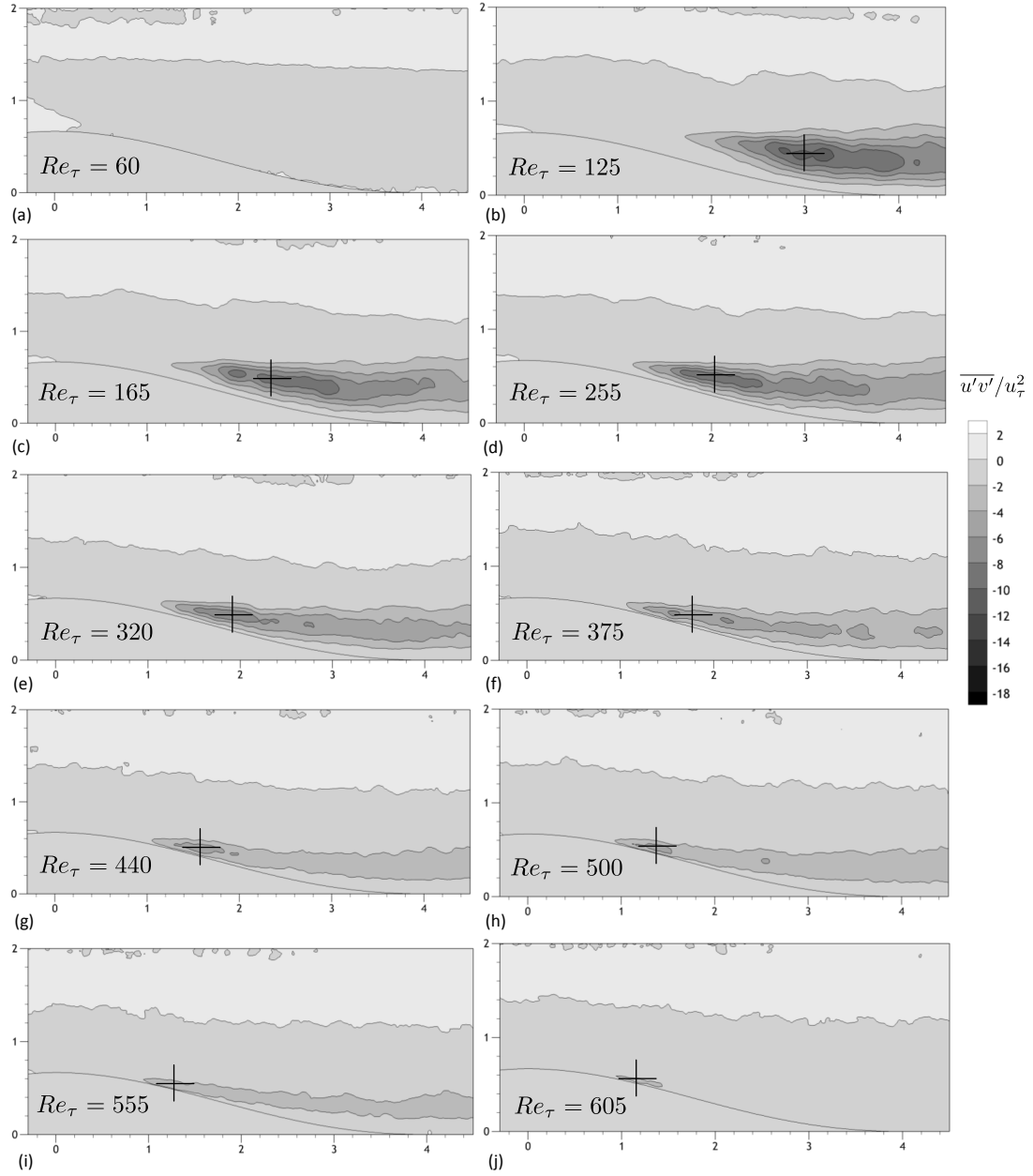


FIGURE 4.13 – Tension de Reynolds croisée  $\overline{u'v'}$  adimensionnée par  $u_\tau^2$  pour  $Re_\tau = 60$  à 605 (respectivement de (a) à (j)). Le symbole + localise les positions des valeurs maximales.

La valeur r.m.s relative à la contrainte turbulente normale  $\sqrt{v'^2}/u_\tau$  présente un comportement assez similaire à celle de la contrainte longitudinale, à la différence près que le maximum prend une valeur moins importante que celui de  $\sqrt{u'^2}/u_\tau$ . On peut également noter une légère différence sur les fluctuations normales qui sont très faibles juste en amont du décollement comme on peut le voir clairement sur les FIGURES 4.12b, 4.12c et 4.12d. Notons également que la FIGURE 4.12a correspondant au plus bas nombre de Kármán ne présente pas de fluctuation normale significative.

La contrainte de cisaillement  $\overline{u'v'}/u_\tau^2$  présente deux zones antisymétriques de part et d'autre du canal. La partie haute ne présente quasiment pas de fluctuations et cela quelque soit le nombre de Kármán contrairement à la partie basse. Cette seconde partie présente comme les autres contraintes un extremum très prononcé, qui atteint la valeur de  $-18$  pour  $Re_\tau = 125$  et qui se réduit à une valeur de  $-7$  à  $Re_\tau = 605$ . La position des ces pics est assez similaire à celles observées pour la contrainte normale.

D'une façon générale les positions des pics de contraintes turbulentes ainsi que leur topologie est en bon accord avec les simulations de Marquillie *et al.* [33] à nombre de Kármán identique. Il est à noter cependant des variations significatives des valeurs absolues notamment pour les plus hauts nombres de Kármán. Ce dernier point sera discuté plus en détail au paragraphe §4.4.2.

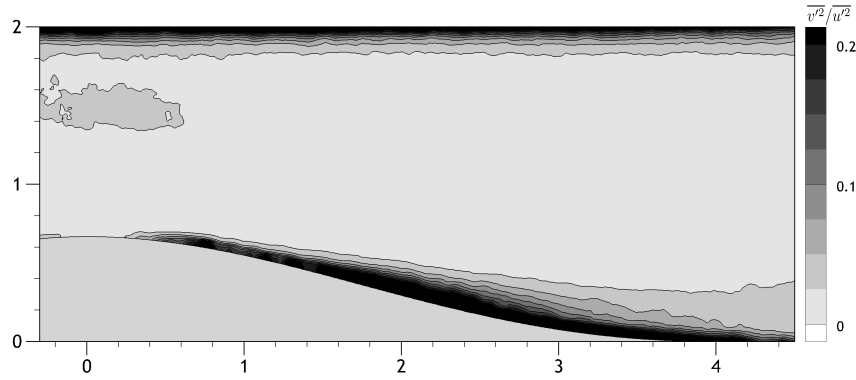


FIGURE 4.14 – Rapport des contraintes turbulentes normale et longitudinale pour  $Re_\tau = 60$ .

On remarque que la zone de recirculation est associée à de fortes contraintes turbulentes. De même cette zone est le siège d'une forte anisotropie que l'on peut souligner grâce au rapport des contraintes normale et longitudinale. La FIGURE 4.14 montre l'étendue des zones les plus anisotropes pour  $Re_\tau = 60$ . Les régions de proche paroi sont bien entendu de par les forts gradients le lieu d'une forte anisotropie, mais on constate ici que la zone décollée dans son intégralité est également fortement anisotrope comme le met en évidence le rapport élevé des contraintes normale et longitudinale de la FIGURE 4.14.

#### 4.3.1.2 Évolution de l'énergie cinétique turbulente

Il est également intéressant d'analyser le bilan d'énergie cinétique turbulente et plus particulièrement le terme de production d'énergie cinétique turbulente. En effet le terme de production est directement associé à la génération d'instationnarités. On rappelle que le bilan d'énergie cinétique turbulente ( $k = \overline{u'_i u'_i}/2$ ) s'écrit :

$$U_i \frac{\partial k}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{1}{\rho} \overline{u'_j p'} + \frac{1}{2} \overline{u'_j k} \right) + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} + \bar{\epsilon} = 0$$

Le premier terme de cette relation est le transport de l'énergie cinétique turbulente  $k$  par la vitesse moyenne, le second correspond à la diffusion turbulente par la pression et par les fluctuations de vitesse. Le troisième terme est interprété comme une production d'énergie cinétique turbulente par le champ moyen. Ces trois termes sont compensés par un terme de diffusion visqueuse et un terme de dissipation de l'énergie



cinétique turbulente en chaleur. Il est à noter que le terme de dissipation présente des difficultés d'évaluation expérimentale. Il nécessite en effet la connaissance des gradients des trois composantes de vitesse selon les trois directions ! Son évaluation complète est le plus souvent remplacée par des expressions simplifiées dont la validité repose sur une hypothèse : homogénéité, axisymétrie ou isotropie. La plupart des termes de ce bilan ne sont pas calculables dans leur intégralité à partir de données expérimentales, hormis l'énergie cinétique turbulente et le terme de production, termes que nous allons expliciter maintenant.

- *Énergie cinétique turbulente partielle  $\tilde{k}_{uv}$*

Dans une première approche, la répartition de l'énergie cinétique turbulente partielle ( $\tilde{k}_{uv} = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2})/2$ ) est représentée **FIGURE 4.15** pour les différents nombres de Kármán. Les positions des valeurs maximales de l'énergie cinétique partielle en aval du sommet de la bosse sont également spécifiées sur les différentes figures pour l'ensemble des nombres de Kármán étudiés.

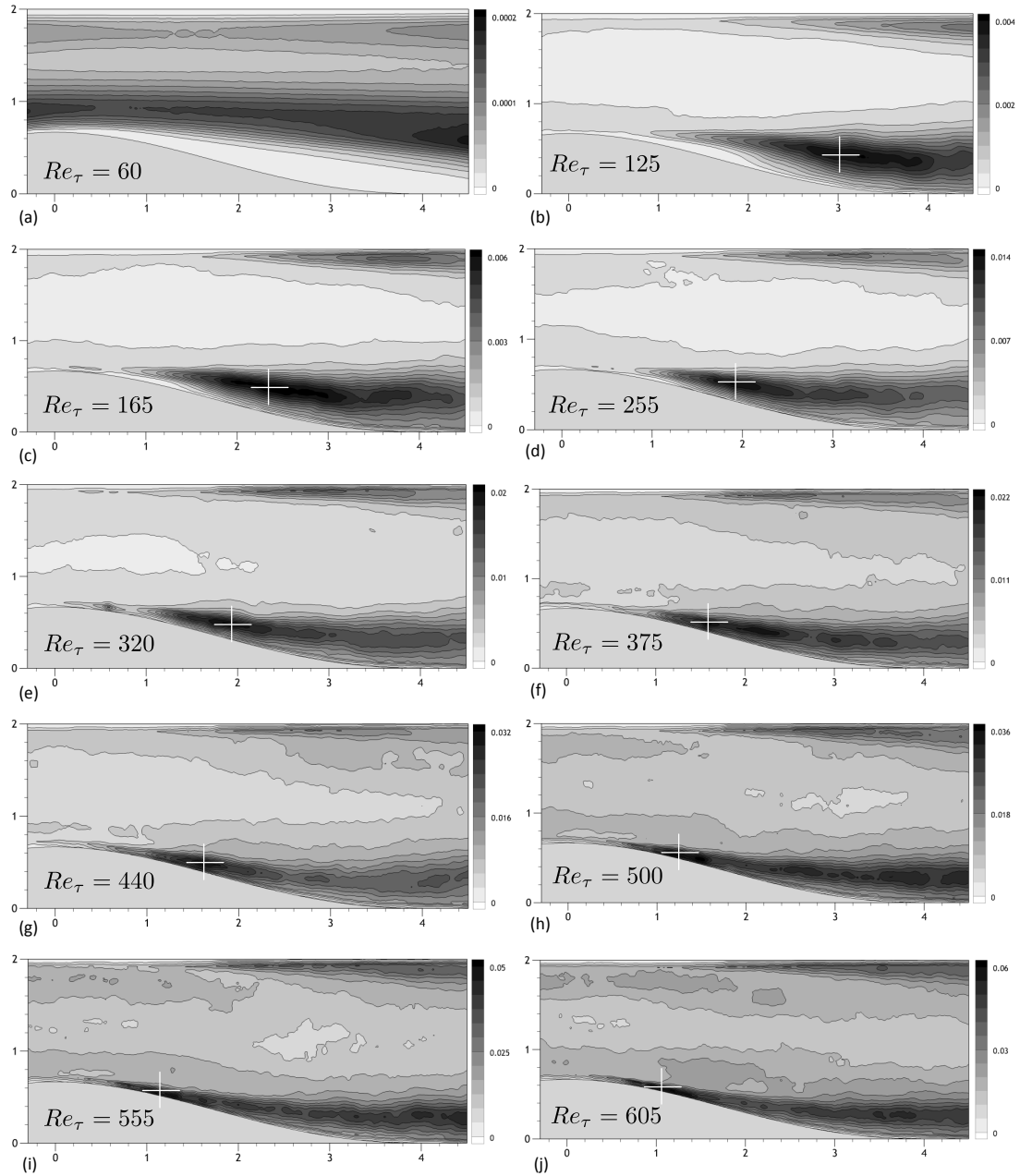


FIGURE 4.15 – Isocontours de l'énergie cinétique turbulente partielle  $\tilde{k}_{uv}$  pour différents nombres de Kármán. Les positions des maximums de  $\tilde{k}_{uv}$  sont représentées par des croix.

L'énergie cinétique turbulente partielle est pilotée par le terme longitudinal (c'est-à-dire la variance des fluctuations de vitesse longitudinale) et présente donc une répartition assez similaire à  $\sqrt{u'^2}/u_\tau$ . On observe [FIGURE 4.15](#) que la position relative du pic d'énergie par rapport au sommet de l'obstacle se réduit à mesure que le nombre de Kármán augmente comme nous avons pu l'observer dans le cas des contraintes turbulentes. Ces maxima sont localisés à l'endroit où l'inflexion des profils de vitesse est la plus importante et correspondent à la position moyenne de la couche cisailée détaillée précédemment. Les valeurs absolues des pics d'énergie cinétique turbulente partielle semblent évoluer avec le carré du nombre de Kármán ( $(\tilde{k}_{uv})_{max} = a \times Re_\tau^2$  avec  $a = 1,65 \times 10^{-7}$  estimé expérimentalement). Cette dernière relation est cependant à prendre avec précaution, car les valeurs absolues des statistiques, dans certaines régions (forte production de fines structures cohérentes), peuvent être fortement sous-estimées par le "filtrage PIV" (comme discuté au paragraphe §4.4).

#### - Énergie cinétique turbulente totale

Des séries de champs de vitesse obtenus par PIV rasante effectuées en aval de l'obstacle ont permis de mesurer la troisième composante de l'écoulement et ainsi d'accéder notamment à  $\overline{w'^2}$ . La connaissance de cette quantité (bien que faiblement résolue spatialement car extrapolée à partir des 10 plans distants d'un 1 mm les uns des autres ( $H/20$ )) a permis de faire une reconstruction 2D-3C de l'énergie cinétique turbulente totale ( $k = (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/2$ ) dans le plan médian. En effet des séries de 10 champs de vitesse transversaux et tangents à la paroi ont été acquis. L'espacement entre chaque plan étant de un millimètre, une interpolation entre chaque plan a pu être réalisée en vue d'obtenir dans le plan médian une bonne estimation de la variance de la troisième composante de vitesse. La [FIGURE 4.16](#) donne à titre d'exemple l'énergie cinétique turbulente totale pour  $Re_\tau = 125$ . On remarque que bien que la valeur absolue du pic d'énergie cinétique turbulente soit plus élevée, sa position est presque identique à celle de l'énergie cinétique partielle  $\tilde{k}_{uv}$  présentée sur la [FIGURE 4.15](#).

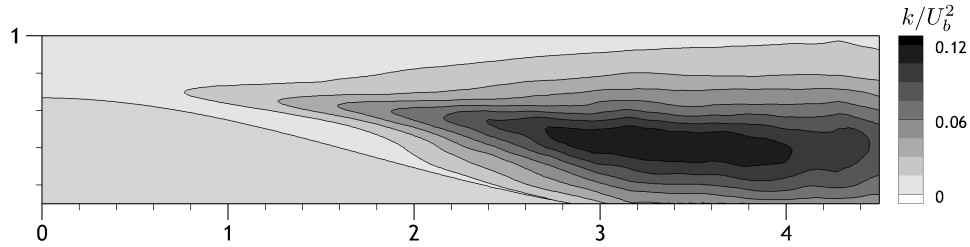


FIGURE 4.16 – Isocontours de l'énergie cinétique turbulente totale adimensionnée par  $U_b^2$  pour  $Re_\tau = 125$ .

L'évolution des pics d'énergie cinétique turbulente en fonction du nombre de Kármán reste donc inchangée vis-à-vis de celle présentée pour l'énergie cinétique partielle  $\tilde{k}_{uv}$ . La topologie de l'énergie cinétique turbulente est à comparer avec celle du terme de production ( $P_{rod}$ ) par le mouvement moyen intervenant dans le bilan d'énergie cinétique turbulente.

#### - Production turbulente

Le mouvement étant bidimensionnel en moyenne, la production s'écrit :

$$P_{rod} = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial \overline{U_i}}{\partial x_j} \approx \left( \overline{u'^2} \frac{\partial U}{\partial x} + \overline{u'v'} \left( \frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \overline{v'^2} \frac{\partial V}{\partial y} \right)$$

L'évolution, en fonction du nombre de Kármán, du terme de production est représentée sur la [Figure 4.17](#). On constate quelque soit le nombre de Kármán la présence d'un pic de production. Les valeurs les plus importantes sont situées juste en aval du décollement, dans les régions de fort cisaillement. La position physique de cet extremum se déplace vers l'amont à mesure que le nombre de Kármán augmente avec une valeur maximale positionnée en  $x^* \approx 3.2$  pour  $Re_\tau = 125$  et à  $x^* \approx 1.4$  pour  $Re_\tau = 500$ . A cette

position particulière, le terme de production est la conséquence d'un très fort niveau d'anisotropie et d'un fort gradient de vitesse moyenne. La zone d'activité du terme de production, relativement restreinte et localisée dans la couche de cisaillement approximativement au milieu de la zone de recirculation, tend rapidement vers zéro au delà. Pour  $Re_\tau = 60$  (Figure 4.17a) le niveau de production de l'énergie cinétique turbulente est très faible et aucun pic d'énergie significatif n'est détecté dans la zone d'intérêt. Par contre, pour  $Re_\tau > 500$  (Figures 4.17i et 4.17j), les niveaux de production d'énergie cinétique turbulente sont très importants, mais les pics d'énergie étant localisés dans la région de très proche paroi, ces derniers sont affectés et altérés par les réflexions et autres perturbations dues aux moyens de mesure. Les répartitions des pics ainsi que l'absence de certains pics d'énergie ne sont donc ici pas significatives ni représentatives.

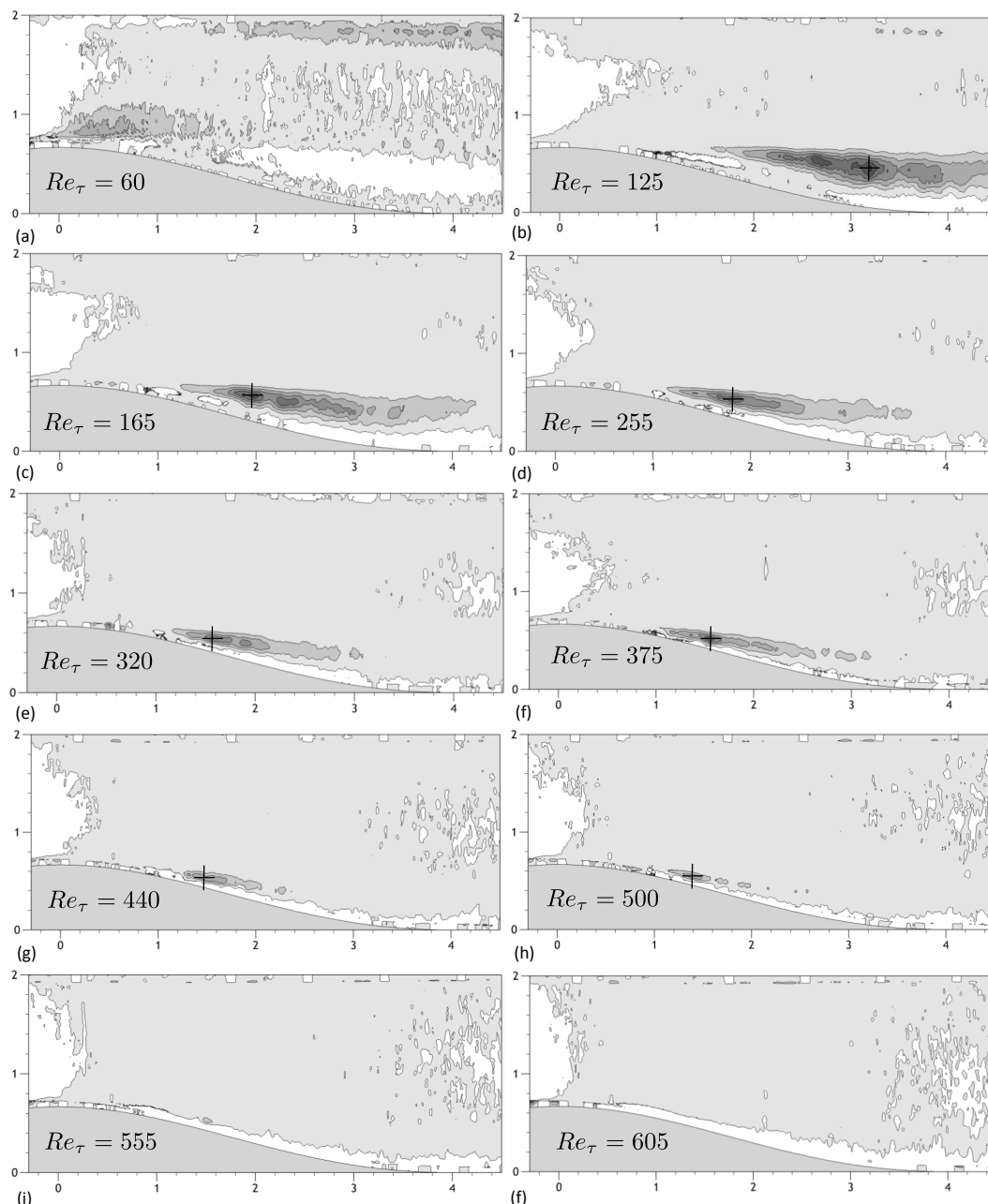


FIGURE 4.17 – Isocontours de la production d'énergie cinétique turbulente ( $P_{rod}$ ) en fonction du nombre de Kármán ( $Re_\tau = 60$  à  $605$  respectivement de (a) à (j)). Échelle des isocontours arbitraire. Les positions des maxima sont représentées par des croix.

Bien que nous ne l'ayons pas représentée, dans les régions de cisaillement, la production est majoritairement due aux termes faisant intervenir la contrainte de cisaillement, et la production est donc essentiellement due aux termes faisant intervenir les contraintes normales. La topologie de la production est donc très

proche de celle de l'énergie cinétique turbulente. En effet, des valeurs importantes des deux quantités sont observées dans la région de cisaillement où l'énergie cinétique semble augmenter de la même manière que la production. Ces similitudes suggèrent un transport de l'énergie cinétique turbulente produite en aval du décollement, par le mouvement moyen dans la couche cisailée elle-même, et advectée dans le sillage. Nous notons également que la production est quasiment nulle en amont de l'obstacle 2D (valeur très faible au droit du sommet de l'obstacle sur la Figure 4.17) alors que les contraintes turbulentes présentent de fortes valeurs dans cette région.

D'une façon générale la production d'énergie cinétique turbulente est clairement associée à la couche de mélange induite par le décollement. Cette dernière est le siège, de par le fort cisaillement qui y règne, de la création de structures tourbillonnaires. Notons que le terme de production n'est relativement important qu'aux abords de la couche de cisaillement du décollement. En d'autres termes, les petites échelles de l'écoulement pour lesquelles la production est active ne sont pas très étendues.

### 4.3.2 Taux de fluctuations de frottement à la paroi

L'évolution du taux de fluctuation de frottement pariétal est également intéressante à analyser, car elle est fortement corrélée à l'activité instationnaire de la région décollée. En vue d'étudier plus en détail les instationnarités, les séries temporelles de frottement pariétal obtenues par la méthode électrochimique ont été traitées et les taux de fluctuations calculés. Ces derniers sont représentés sur le FIGURE 4.18. On peut remarquer tout d'abord un bon accord là aussi avec les simulations numériques, cependant on note une sous estimation systématique du taux de fluctuation expérimental. Celui-ci peut être expliqué en partie par une limitation de la réponse en fréquence de la méthode électrochimique, mais également par la surestimation du frottement pariétal moyen à l'approche et dans la zone décollée (non prise en compte du signe des fluctuations).

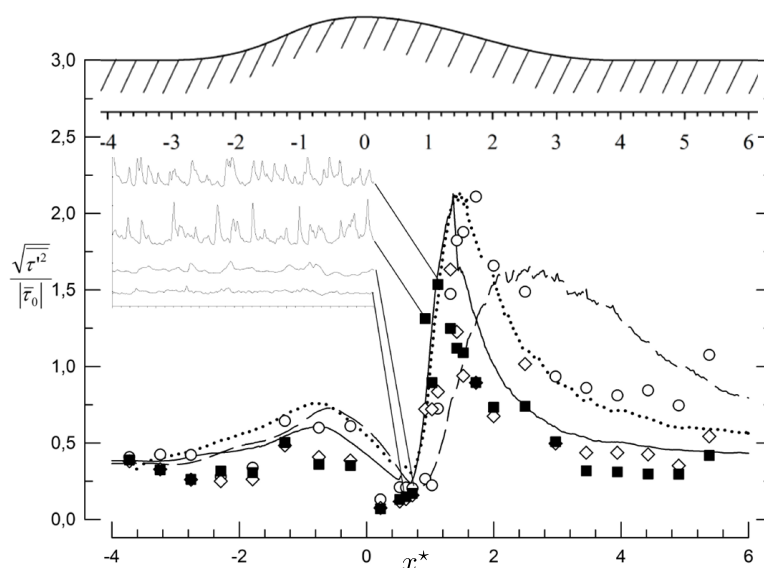


FIGURE 4.18 – Valeurs absolues du taux de fluctuations du frottement pariétal le long de l'obstacle pour divers nombres de Kármán ( $Re_\tau = 165, 375$  et  $605$ ). La ligne continue désigne les simulations DNS. En médaillon et à titre d'exemple, les séries temporelles prises simultanément en différentes positions le long de l'obstacle pour le nombre de Kármán  $605$ .

Concernant le comportement du taux de fluctuations de frottement pariétal, on remarque tout d'abord une forte diminution qui correspond au pic de coefficient de frottement. Il s'ensuit une brusque augmentation du taux de fluctuation qui est illustrée en médaillon sur la FIGURE 4.18, où l'on peut constater l'augmentation brutale de l'amplitude des fluctuations (sur une étendue allant jusqu'à 4 pour le plus bas nombre de Kármán). Bien que ce soit difficilement perceptible, les prises simultanées de frottement pariétal présentent

des similitudes qui seront caractérisées par l'analyse corrélatoire du chapitre suivant et qui permettront notamment l'estimation de la vitesse d'avection locale. On peut également noter que le taux de fluctuation présente une faible sensibilité au nombre de Kármán dans la région amont au décollement, contrairement à la région aval où les effets Reynolds sont significatifs. Ces effets Reynolds en aval du décollement sont probablement associés à la longueur de la zone décollée, où les fluctuations présentent des amplitudes très importantes. Celles-ci peuvent être expliquées par le fait qu'en régime turbulent, l'écoulement de retour au voisinage du point de décollement n'est pas alimenté depuis l'aval mais est dû aux grosses structures qui ramènent du fluide près de la paroi. Ces grosses structures fournissent l'énergie à l'écoulement de proche paroi. Les fluctuations de vitesse, ainsi que les fluctuations de frottement pariétal dans la région de l'écoulement de retour peuvent donc devenir très importantes. Ce point particulier sera illustré au chapitre 6, où l'on caractérisera le comportement de l'écoulement de retour dans cette zone.

### 4.3.3 Répartition transversale des fluctuations de vitesse

La V3V, ne permettant pas d'obtenir des statistiques suffisamment fiables (hormis la moyenne), nous avons décidé, pour caractériser l'influence de la composante transversale au plan de mesure, d'exploiter les séries de champs PIV rasante. Nous avons tout de même exposé au paragraphe §4.2.3 les champs moyens 3D obtenus par mesures volumétriques tridimensionnelles (V3V) car ils donnent des renseignements sur le caractère bidimensionnel en moyenne de l'écoulement couvrant une large partie de l'envergure de l'obstacle 2D. Cependant, ces données ne sont à considérer que qualitativement, car la résolution spatiale et temporelle n'est pas suffisante pour caractériser finement l'écoulement.

Les séries de champs PIV rasante effectuées en aval de l'obstacle (9 plans tangents à la paroi inférieure du canal schématisés en [FIGURE 4.19a](#)) nous ont également permis d'estimer la répartition dans le plan transverse des fluctuations de vitesse transversale et ainsi de réaliser une reconstruction dans le volume réduite à deux des trois composantes de la vitesse (composantes longitudinale et transversale - reconstruction 3D-2C par plan). Ces dernières permettent alors de caractériser la topologie de l'écoulement décollé et en particulier son activité énergétique (en terme de fluctuations) transversalement. A titre illustratif, les [FIGURES 4.19b à 4.19j](#) représentent les vecteurs vitesse moyenne ainsi que les isocontours des fluctuations de vitesse transversale pour  $Re_\tau = 60$  de  $y^* = 1$  à 9 pour toutes les unités (soit neuf plans). Sur la [FIGURE 4.19](#), nous voyons que l'écoulement moyen est bidimensionnel dans la région centrale étudiée. Dans la partie centrale, la composante transversale moyenne  $W$  est très faible, voire quasi nulle. La composante longitudinale moyenne  $U$  présente quant à elle une variation de signe séparant ainsi l'écoulement de retour de l'écoulement direct. Cette ligne est représentée par des pointillés blancs sur les différents plans de PIV transverse acquis ([FIGURE 4.19b à 4.19e](#)). Il est à noter que l'extrapolation à la paroi de cette ligne redonne une estimation du point de recollement qui est concordante avec celles trouvées par le biais des champs PIV dans le plan médian pour des nombres de Kármán plus élevés. La valeur r.m.s correspondant à la contrainte turbulente transversale  $\sqrt{w'^2}$  représentée par les isocontours, et ayant servi précédemment au calcul de l'énergie cinétique turbulente (§4.3.1.2), ne présente pas de variation significative selon l'envergure dans la partie centrale étudiée ici ( $-1.25 < z^* < 1.25$ ). De plus la contrainte de cisaillement  $\overline{u'w'}$  (non représentée ici) est trouvée quasi nulle dans cette région, ce qui est caractéristique des écoulements bidimensionnels.

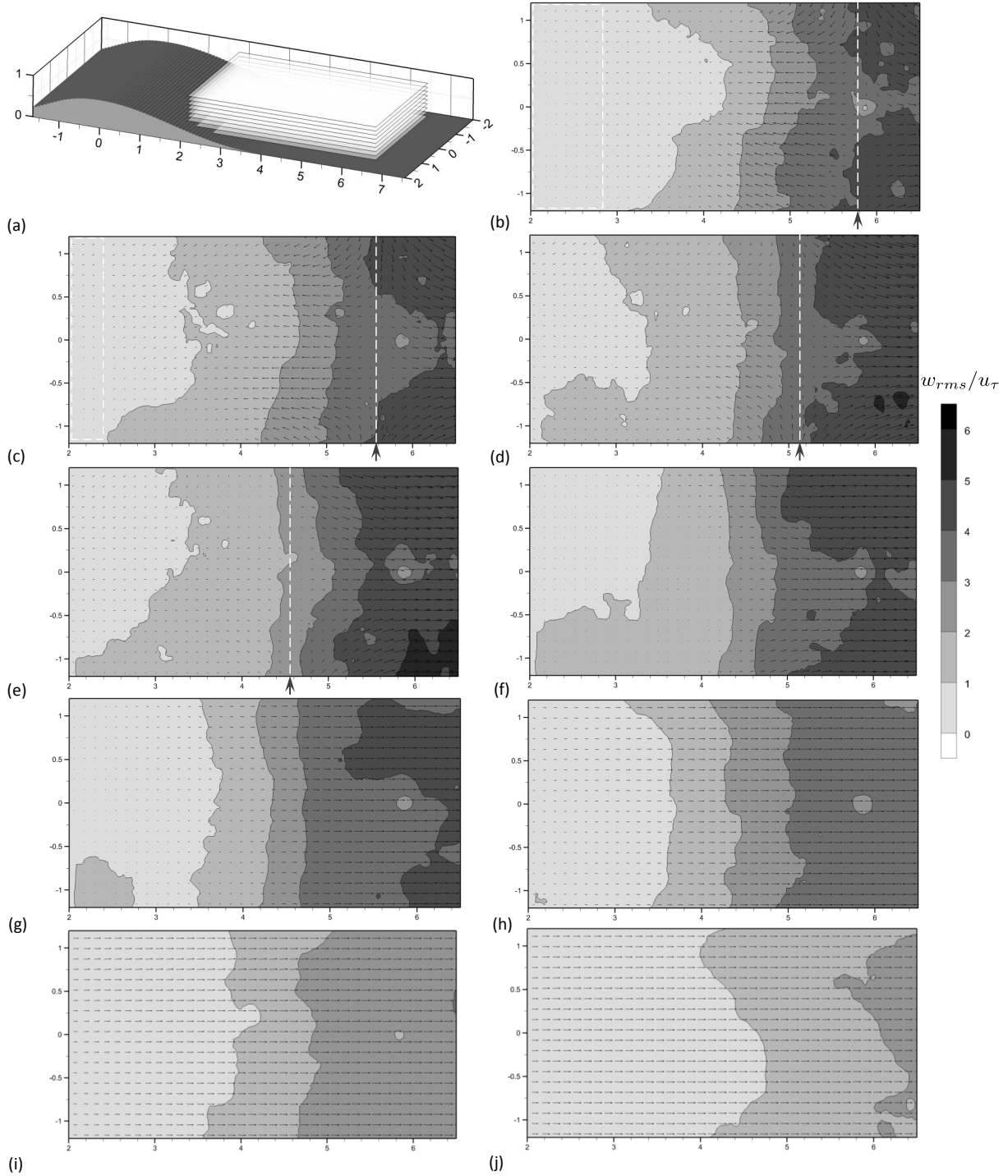


FIGURE 4.19 – Schéma et répartition transversale des fluctuations de vitesse  $\sqrt{w'^2}/u_\tau$  pour  $Re_\tau = 60$  de  $y^* = 1$  (b) à 9 (j) toutes les unités.

## 4.4 Note importante concernant les comparaisons de données Piv et Dns

### 4.4.1 Liens entre la résolution Piv et les structures à petites échelles

Comme nous l'avons précédemment évoqué, un problème inhérent à la technique PIV est la sous-estimation (en valeur absolue) de certaines statistiques à cause de la résolution spatiale insuffisante mais inéluctable de cette technique. En effet l'optique de cette étude est bien entendu de mettre en avant

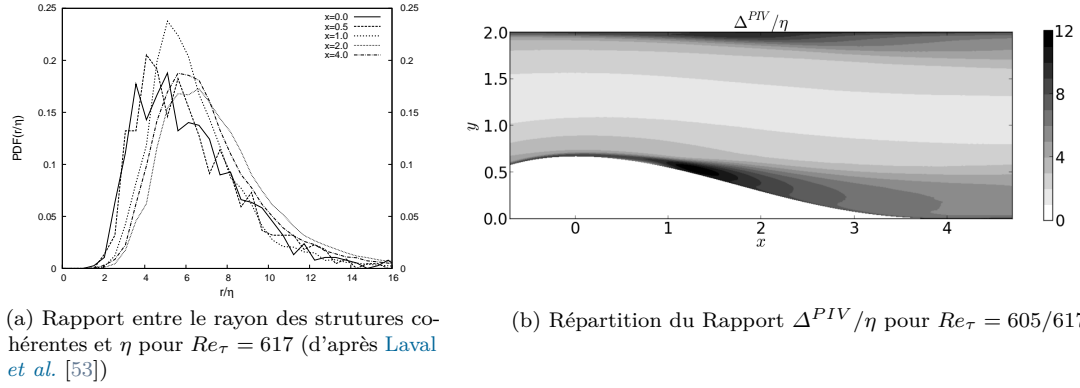


FIGURE 4.20 – Résolution spatiale PIV et échelle de Kolmogorov.

expérimentalement les phénomènes physiques ayant trait au décollement mais également de valider et donc comparer nos résultats aux données numériques existantes sur la même configuration d'essai. La philosophie étant de pouvoir expliquer les phénomènes sur une base expérimentale et de façon complémentaire par le biais de l'outil numérique qui apporte le champ physique complet. Dès lors, il est nécessaire, en vue d'affirmer que la même physique est à la fois observée expérimentalement et calculée numériquement, de comparer certains résultats dans l'optique d'une validation.

Dans ce cas il est important de s'interroger sur la résolution spatiale expérimentale en référence aux résultats numériques haute résolution. En effet, pour  $Re_\tau = 617$ , si nous reprenons la répartition des tailles de structures cohérentes, présentes dans l'écoulement obtenu numériquement [53] vis-à-vis de l'échelle de Kolmogorov  $\eta$  (FIGURE 4.20a), on constate qu'il existe une nette concentration de très fines structures dans l'écoulement décollé. Á  $Re_\tau = 617$ , la majorité des structures cohérentes a un diamètre moyen de l'ordre de  $10\eta$ . Si maintenant nous représentons le ratio entre la résolution PIV ( $\Delta^{PIV}$ ) et la longueur de Kolmogorov (FIGURE 4.20b) on constate en particulier que dans la zone décollée la résolution PIV, bien que très bonne dans notre cas, n'est pas suffisante pour capter les plus fines structures cohérentes engendrées dans cette zone comme montré précédemment (§4.3.1). Ces fines structures, comme nous l'avons déjà souligné, participent activement aux instationnarités et de par là même aux statistiques de vitesse et donc en particulier aux contraintes turbulentes. En vue de mettre en évidence les différences significatives entre la prise d'information expérimentale par PIV et les résultats numériques, nous allons, pour conclure ce chapitre et à titre d'information, faire un parallèle entre les valeurs r.m.s. de vitesse longitudinale et normale.

#### 4.4.2 Comparaison Piv/Dns

Pour faire cette comparaison nous reprenons les trois nombres de Kármán disponibles numériquement et les trois plus proches nombres de Kármán expérimentaux en l'occurrence  $Re_\tau = 165, 375$  et  $605$  pour la PIV et  $Re_\tau = 187, 395$  et  $617$  pour la DNS avec les mêmes isocontours. Nous prenons également le même domaine d'analyse ( $-0.3 < x^* < 4.5$  et  $0 < y^* < 2$ ).

Les FIGURES 4.21 et 4.22 représentent les isocontours des r.m.s. de vitesse longitudinale et normale respectivement. Nous voyons tout d'abord que la topologie est similaire et montre d'importante fluctuations dans la couche de cisaillement associée au bulbe décollé, ainsi qu'un extrema lié à la formation de structures cohérentes.

La position ainsi que l'amplitude des valeurs maximales sont identiques entre la simulation et l'expérience à  $Re_\tau = 165/187$ , contrairement aux  $Re_\tau = 375/395$  et  $Re_\tau = 605/617$ , où les valeurs absolues dans la région de production notamment sont plus basses expérimentalement que celles obtenus par la simulation.



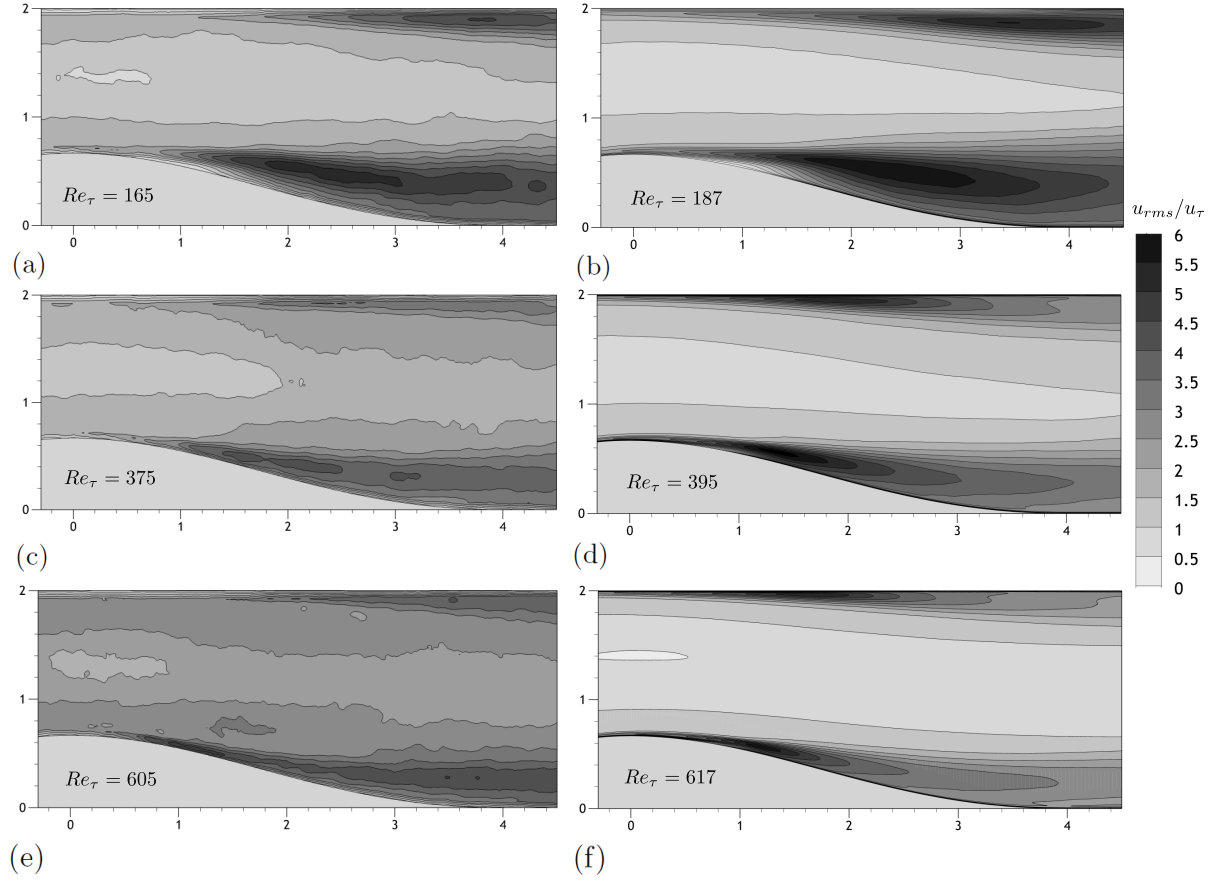


FIGURE 4.21 – Isocontours des r.m.s. de vitesse longitudinale ( $u_{rms}/u_\tau$ ) : (a) PIV à  $Re_\tau = 165$ ; (b) DNS à  $Re_\tau = 187$ ; (c) PIV à  $Re_\tau = 375$ ; (d) DNS à  $Re_\tau = 395$ ; (e) PIV à  $Re_\tau = 605$ ; (f) DNS à  $Re_\tau = 617$ .

Cette sous-estimation systématique est due à la résolution limitée de la PIV en ce qui concerne la plupart des structures énergétiques à très petite échelle comme mentionné précédemment. La zone d'interrogation utilisée pour la PIV peut donc être considérée comme un filtre passe-bas. La taille de la zone d'interrogation étant fixe, les variations absolues de r.m.s sont donc sous-estimées surtout pour les hauts nombres de Kármán et dans les zones de forte production en l'occurrence proches du point de décollement. Malgré cet effet, l'expérience et la simulation mettent en avant le même comportement général concernant les fluctuations de vitesse. Les susdites comparaisons entre l'expérience et la simulation démontrent une relativement haute sensibilité des statistiques expérimentales associées aux variations du nombre de Kármán.



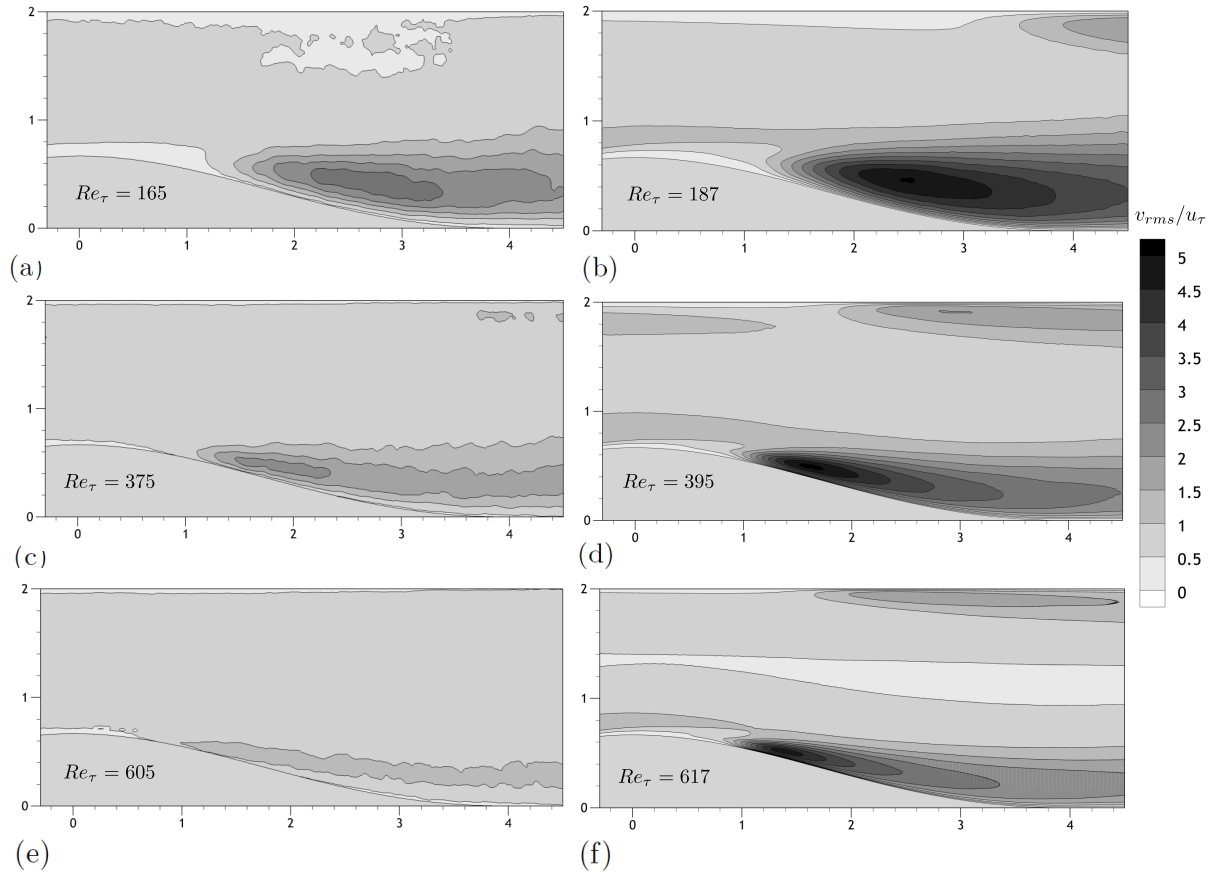


FIGURE 4.22 – Isocontours des r.m.s. de vitesse normale ( $v_{rms}/u_\tau$ ) : (a) PIV à  $Re_\tau = 165$ ; (b) DNS à  $Re_\tau = 187$ ; (c) PIV à  $Re_\tau = 375$ ; (d) DNS à  $Re_\tau = 395$ ; (e) PIV à  $Re_\tau = 605$ ; (f) DNS à  $Re_\tau = 617$ .

## 4.5 Synthèse

Ce chapitre a permis une caractérisation de la topologie moyenne de l'écoulement décollé et souligne en particulier les effets Reynolds très importants sur cette configuration. La gamme des nombres de Kármán étudiée permet de caractériser les effets inertiels qui, à mesure que le nombre de Kármán augmente, modifient la topologie moyenne de l'écoulement qui passe d'une configuration massivement décollée à une configuration ne présentant plus de décollement. L'étude des champs moyens stationnaires a permis de dégager la topologie des différentes quantités intervenant dans les équations moyennes du mouvement, à savoir les composantes du mouvement moyen, ainsi que les contraintes turbulentes et la production d'énergie cinétique turbulente. L'analyse de l'évolution de ces quantités en fonction du nombre de Kármán a montré que la réduction de la zone de recirculation quand le nombre de Kármán augmente est lié à la production de fines structures qui interagissent avec l'écoulement décollé augmentant ainsi fortement les quantités turbulentes et les instationnarités induites. Cette étude a également montré que les mesures PIV utilisées en termes de validation des simulations numériques peuvent être prises en défaut pour de hauts nombres de Kármán de par la taille des fines structures turbulentes mises en jeu et dont l'apport en terme d'activité instationnaire est considérable. Nous avons également mis en évidence le fait que l'écoulement de retour induit par le décollement accentue la couche de cisaillement localement. Cette accentuation est un facteur favorisant l'apparition d'instabilités de type couche de mélange (Kelvin-Helmholtz et shedding). Le prochain chapitre est d'ailleurs consacré à leur mise en évidence et à leur étude détaillée.

# I Caractérisation instationnaire de l'écoulement décollé

## Sommaire

<b>5.1</b>	<b>Mise en évidence de l'activité tourbillonnaire</b>	<b>96</b>
5.1.1	Visualisation du phénomène à nombres de Kármán modérés	96
5.1.2	Persistance de l'activité à plus haut nombre de Kármán	97
<b>5.2</b>	<b>Comportement dynamique de l'écoulement décollé</b>	<b>99</b>
5.2.1	Analyse spectrale	99
5.2.2	Analyse corrélatoire	103
5.2.3	Analyse modale des champs de vitesse	109
<b>5.3</b>	<b>Synthèse</b>	<b>116</b>

Ce chapitre sera consacré plus particulièrement à la mise en évidence des mécanismes instables induits par le décollement de couche limite. Ces derniers seront tout d'abord observés par visualisation rapide à bas nombre de Kármán, puis leur persistance à haut nombre de Kármán sera établie par le biais d'une analyse de clichés d'instantanés PIV. Pour étudier plus finement les occurrences de ces phénomènes tourbillonnaires pseudo-périodiques, une étude des contenus spectraux sera détaillée et complétée par une analyse corrélatoire spatio-temporelle. Les phénomènes instationnaires pseudo-périodiques feront également l'objet d'une analyse stochastique par POD, où une décomposition spectrale des phénomènes instables sera mise en œuvre. L'optique étant ici d'associer les émergences fréquentielles aux diverses instabilités induites par le décollement de couche limite et également d'identifier spatialement leur évolution.

## 5.1 Mise en évidence de l'activité tourbillonnaire

### 5.1.1 Visualisation du phénomène à nombres de Kármán modérés

Des visualisations par tomoscopie laser (100imgs/s) ont été réalisées en première approche en aval de l'obstacle 2D en vue de mettre en évidence certaines structures tourbillonnaires associées au phénomène de lâcher de type Bénard-Von Kármán dont l'existence potentielle a été mise en avant dans la littérature. Lors de la caractérisation topologique de l'écoulement décollé, nous avons pu montrer que la couche de cisaillement était accentuée par le décollement et plus précisément par la présence de l'écoulement de retour. Cette zone est potentiellement le siège d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz qui sont elles-même une source potentielle de lâcher tourbillonnaire de type Bénard-Von Karman. Dans cette première approche, des visualisations ont été réalisées pour différents nombres de Kármán allant de 60 environ à 555, elles sont

représentées sur la [FIGURE 5.1](#) sous forme de clichés instantanés pris à un instant arbitrairement choisi dans chacune des vidéos rapides. On peut observer, dans un premier temps, pour des nombres de Kármán allant jusqu'à 165, une forte activité tourbillonnaire ainsi que la présence d'une zone de recirculation couvrant en partie la pente descendante de l'obstacle. Cette activité tourbillonnaire semble persister pour des nombres de Kármán plus élevés, mais elle est plus difficilement discernable. Ce décollement massif ainsi que la forte activité tourbillonnaire sont typiques des faibles nombres de Reynolds et ont été observés par de nombreux auteurs ([10], [11], [29]) et notamment par [Passaggia \*et al.\* \[31\]](#) sur cette même configuration. Pour des nombres de Kármán compris entre 165 et 440, la zone décollée est toujours présente, mais tend à se réduire progressivement pour devenir inobservable sur les visualisations réalisées pour les nombres de Reynolds supérieurs à 500.

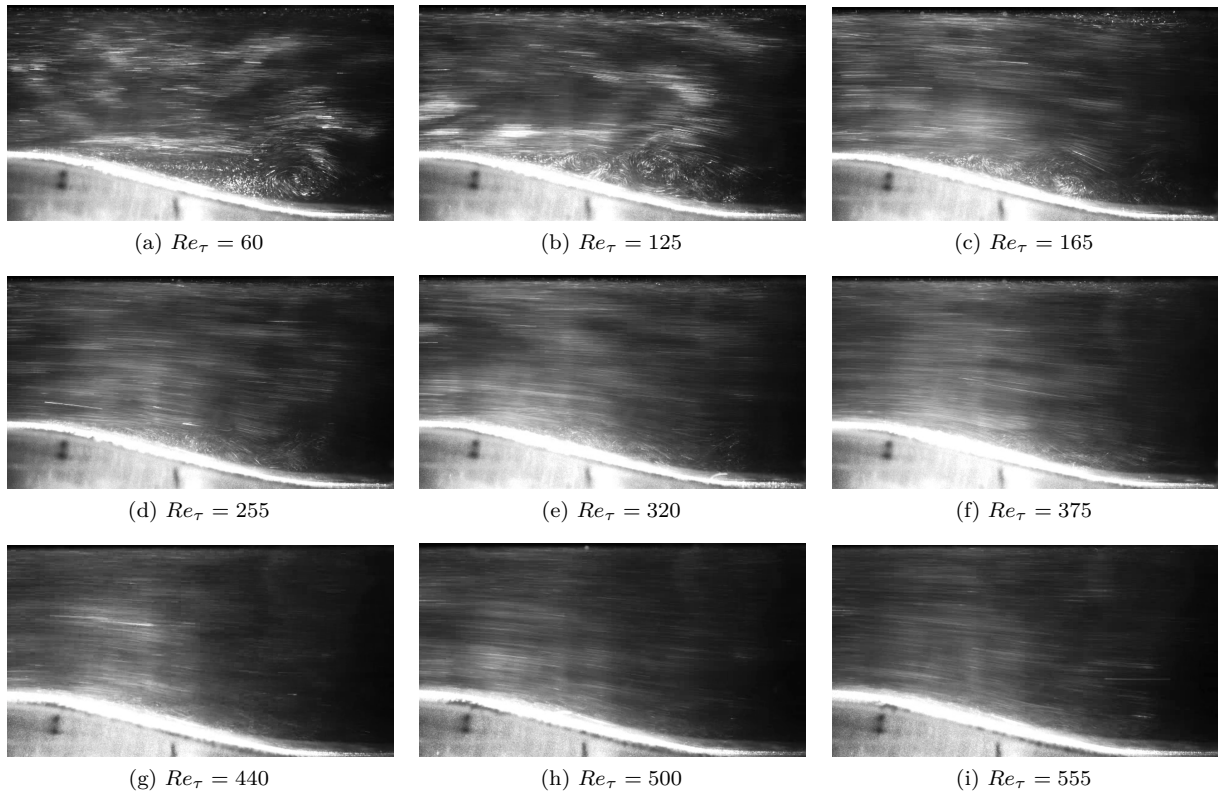


FIGURE 5.1 – Visualisations par tomographie laser pour la plage de nombres de Kármán allant de 60 à 555 (écoulement de la gauche vers la droite).

On peut également noter un ralentissement, voire même un décollement sur la paroi opposée à l'obstacle pour des nombres de Kármán allant jusqu'à 165 (particulièrement marqué sur le cliché 5.1a). Ce phénomène est également mis en évidence par les simulations numériques de [Marquillie \*et al.\* \[33\]](#) où les auteurs notent une baisse significative du coefficient de frottement sur la paroi opposée. Une simple observation du champ instantané de vitesse révèle que le mouvement organisé intrinsèque à l'instabilité de Bénard-Von Kármán constitue une part importante des fluctuations de vitesse. Il est donc essentiel de séparer la contribution énergétique des structures cohérentes de l'ensemble du signal et en particulier de la partie incohérente de celui-ci (notamment en régime turbulent), ce qui sera fait au paragraphe §5.2.3.

### 5.1.2 Persistance de l'activité à plus haut nombre de Kármán

Toujours dans une première approche, et à titre d'exemple, des champs fluctuants de vorticité (SR-PIV) pour chaque nombre de Kármán ont été extraits en vue de caractériser la présence du phénomène pour des nombres de Kármán plus élevés ([FIGURE 5.2](#)). Ces champs permettent de voir que cette activité tourbillonnaire, présente à bas nombre de Reynolds et mise en évidence précédemment notamment au

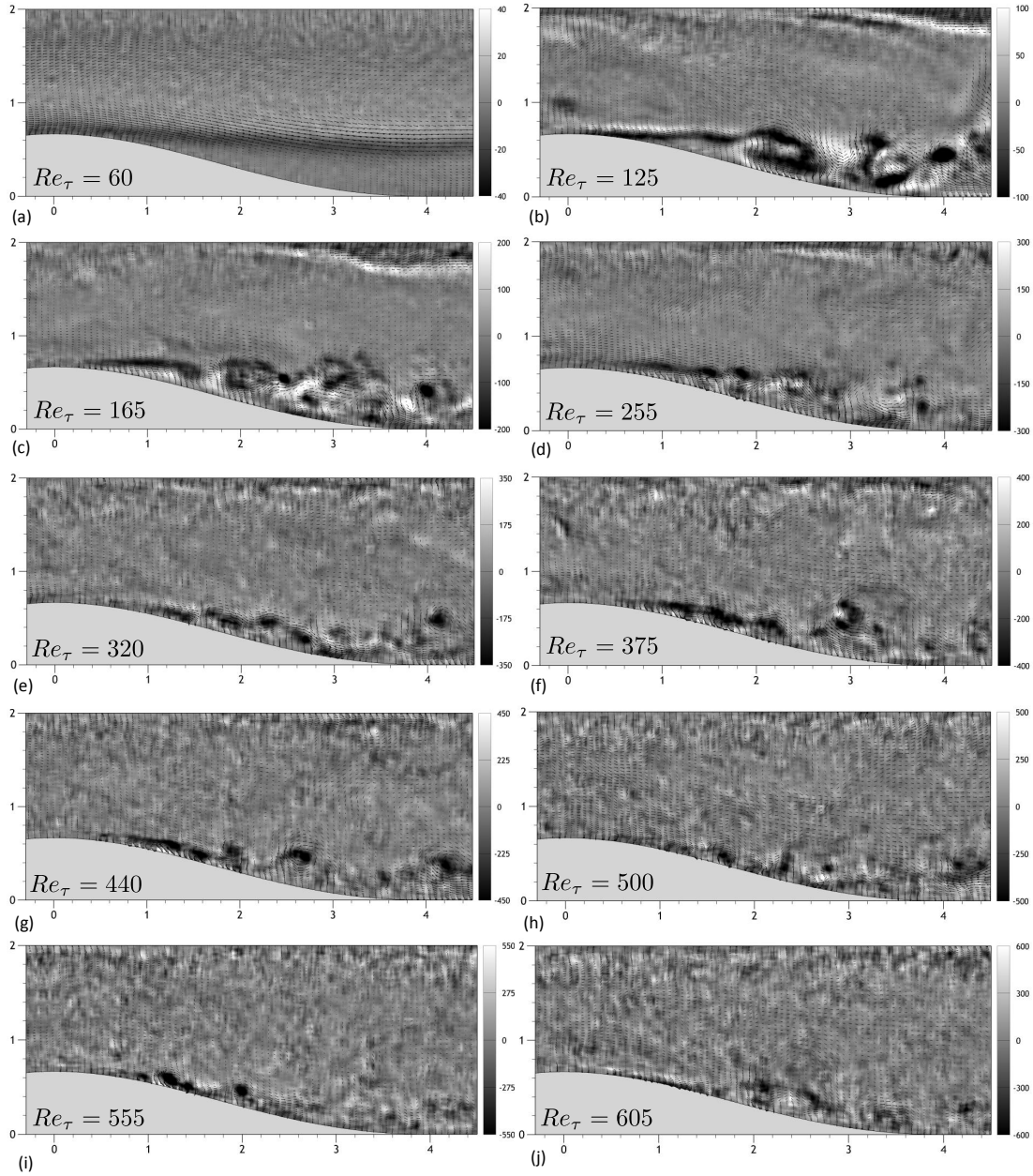


FIGURE 5.2 – Évolution de l'activité tourbillonnaire en fonction du nombre de Kármán, mise en évidence par des clichés instantanés de vorticité représentatifs de l'état de l'écoulement tourbillonnaire décollé.

voisinage de la couche de cisaillement, semble persister pour des nombres de Kármán plus élevés. Les champs fluctuants associés aux plus bas nombres de Kármán montrent peu de structures tourbillonnaires, comme illustré par le cliché 5.2a représentatif et extrait de l'ensemble des clichés acquis pour ce nombre de Kármán. La plupart des champs fluctuants enregistrés pour ce nombre de Kármán ne montrent pas de structure à grande échelle avant  $x^* > 4,5$  comme le montre la FIGURE 5.2a. Cependant sur certains clichés fluctuants à ce nombre de Kármán, des structures tourbillonnaires sont parfois présentes et soulignent le fait que la majeure partie des structures sont principalement formées loin du sommet de l'obstacle. De plus, une oscillation de la couche de cisaillement est clairement observée dans ce cas. Pour les nombres de Kármán plus élevés, des structures à grande échelle sont observées juste après le sommet de l'obstacle. Leurs positions sont fonction du nombre de Reynolds. Par exemple , pour  $Re_\tau = 125$  la position moyenne de la première grande structure est d'environ  $x^* = 2$  (cliché 5.2b). Pour  $Re_\tau = 165$ , elle est plus proche que la précédente, à environ  $x^* = 1,5$  (cliché 5.2c). Les endroits associés à la présence de ces structures

semblent clairement liés à la couche de cisaillement et se rapprochent de la paroi à mesure que le nombre de Kármán augmente. La dimension de ces structures se réduit également à mesure que le nombre de Kármán augmente comme nous pouvons le constater sur la figure 5.2. Pour des nombres de Kármán supérieurs à 605 (non représentés ici) on remarque que les structures cohérentes à grande échelle associées à la couche de cisaillement persistent, mais sont cantonnées à la région étroite voisine de la zone décollée. Nous pouvons également distinguer sur la paroi opposée le ralentissement observé précédemment pour les nombres de Reynolds modérés. La présence de ces structures cohérentes suggère une activité dynamique (pseudo-périodique) associée à des phénomènes instables.

## 5.2 Comportement dynamique de l'écoulement décollé

Dans cette partie de l'étude, le comportement dynamique des structures tourbillonnaires ainsi que celui du bulbe décollé seront analysés en vue d'identifier et de quantifier les phénomènes instationnaires qui leur sont associés. Pour cela, trois types d'analyses sont déployés (spectrale, corrélatoire et POD).

### 5.2.1 Analyse spectrale

Après avoir mis en évidence une activité tourbillonnaire intense, notamment dans la région cisailée, nous allons ici nous intéresser au contenu spectral dans le champ de l'écoulement et à la paroi, l'objectif étant de quantifier les fréquences privilégiées ainsi que les phénomènes quasi-périodiques qui leur sont associés. L'analyse portera sur les spectres de fluctuations de vitesse et de frottement, pour lesquels différentes fréquences caractéristiques seront mises en évidence.

#### 5.2.1.1 Exploration dans le voisinage du bulbe décollé

Dans un premier temps, une recherche d'émergence de fréquences privilégiées est réalisée en explorant différentes positions au voisinage de la couche cisailée. Pour cela, et en vue d'effectuer une analyse spectrale détaillée, nous utilisons l'anémométrie laser (LDV). Une technique d'interpolation linéaire permet de ré-échantillonner les différentes séries temporelles dont l'échantillonnage est, de par la nature de la technique de mesure, non constant. Les densités spectrales de puissance sont calculées en utilisant un périodogramme de "Welch" avec fenêtres de Hamming et un recouvrement optimal de 75% [103]. A noter que pour obtenir une émergence fréquentielle, le temps d'acquisition est de 1 heure pour chaque enregistrement. Ce temps d'acquisition permet d'obtenir une plus grande précision et une meilleure convergence des densités spectrales de puissance (noté par la suite P.S.D.) en particulier dans la plage des basses fréquences. Le nombre de découpages pour le calcul des densités spectrales de puissance a été choisi afin de parvenir à un pas en fréquence de 0.1Hz. Sur la [FIGURE 5.3a](#) sont tracées les densités spectrales de puissance des fluctuations de vitesse normale en plusieurs points de  $x/L_R = 0.23$  à 1.96 pour le nombre de Kármán de 125 (sur cette figure ainsi que sur les suivantes, les spectres sont décalés et la référence d'échelle est de 10 dB). Nous voyons en premier lieu que les contenus spectraux dans la zone décollée présentent des émergences large bande. Les valeurs des fréquences centrées, repérées par une croix sur la [FIGURE 5.3a](#), se réduisent à mesure que l'on s'écarte du sommet de la bosse (de  $x/L_R = 0.43$  à 1.3). Par contre juste après le recollement, les fréquences centrées présentent une valeur quasiment constante (pour  $x/L_R > 1.3$ ). Nous identifions l'émergence dont la fréquence varie avec la position comme étant associée à l'ondulation de Kelvin-Helmholtz induite par le décollement, la seconde étant identifiée comme le phénomène de lâcher tourbillonnaire. On constate également sur la [FIGURE 5.3a](#) une augmentation significative des amplitudes des très basses fréquences particulièrement nette pour  $x/L_R = 0.43$  et 0.65. Celles-ci sont liées au battement comme nous le verrons plus finement au paragraphe suivant.



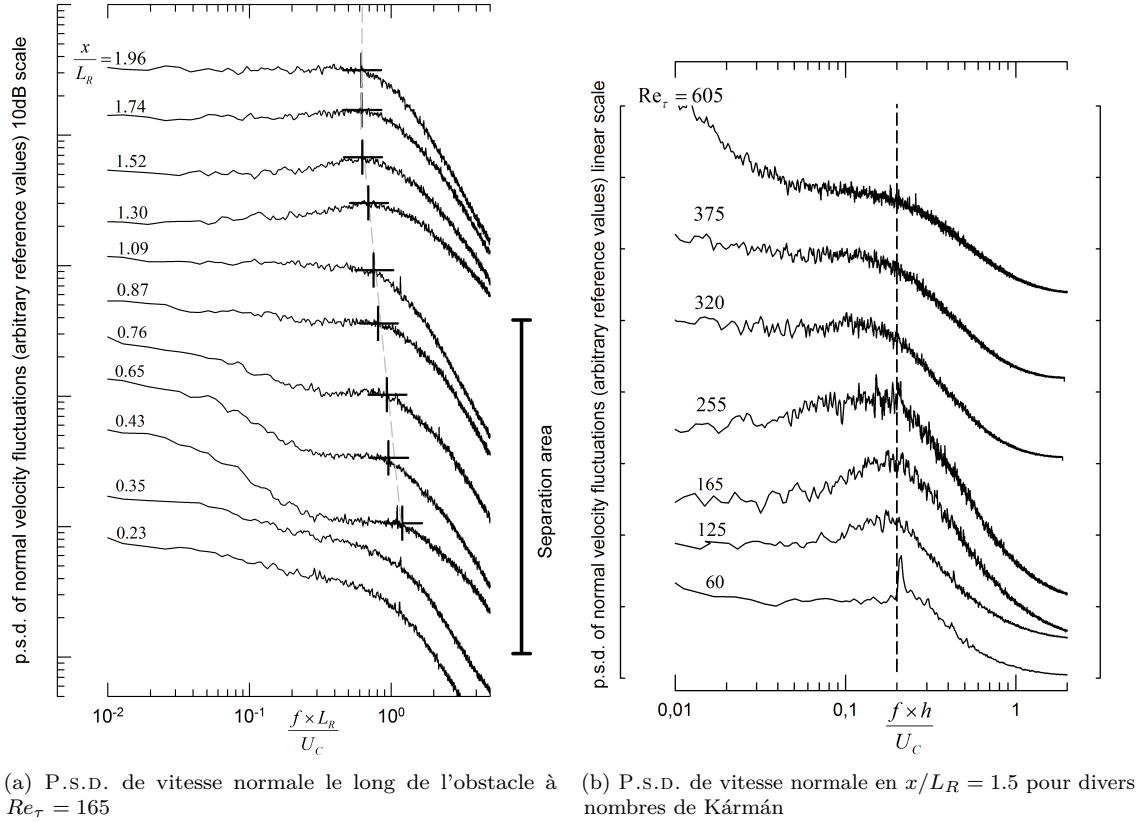


FIGURE 5.3 – P.S.D. des fluctuations de vitesse normale.

Quand le nombre de Kármán augmente, les amplitudes correspondant aux émergences diminuent sur les spectres comme le montre la [FIGURE 5.3b](#). Cette figure montre également, lorsque la fréquence des émergences est adimensionnée par rapport à la hauteur de l'obstacle pour un  $x/L_R$  constant et en dehors de la zone décollée (ici  $x/L_R = 1,52$ ), que celle-ci est constante et approximativement égale à 0,2. Au vu de la valeur constante prise, et en référence à la littérature (nombre de Strouhal pour un écoulement transverse à un cylindre notamment), ces émergences sont clairement associées au lâcher tourbillonnaire. Cette évolution de l'allure des spectres est en bon accord avec les mesures de [Cherry et al. \[10\]](#) effectuées au fil chaud, sur une marche descendante (Cf [Figure 2.15](#)).

### 5.2.1.2 Signatures spectrales pariétales

Les densités spectrales de puissance du frottement pariétal ont également été calculées, mais pour des temps d'acquisition plus courts, de l'ordre de 5 à 15 minutes pour chaque point de mesure et cela pour différents nombres de Kármán. Les densités spectrales de puissance sont calculées selon le même principe que précédemment. La [FIGURE 5.4](#) montre les densités spectrales de puissance des fluctuations de frottement pariétal prémultipliées pour différentes positions en amont et le long de l'obstacle 2D pour quatre nombres de Kármán ( $Re_\tau = 125, 165, 255, 375$ ).

Si nous analysons d'abord l'évolution du contenu spectral le long de l'obstacle 2D ([FIGURE 5.4](#) première colonne), nous constatons l'émergence de deux pics correspondants, en se référant à la littérature et d'après la gamme de fréquence adimensionnée, au phénomène de battement et à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. L'émergence correspondant au phénomène de battement ("flapping") est associée à une fréquence adimensionnée de  $\frac{f \times L_R}{U_c} \approx 0,12$ , et cela quelque soit le nombre de Kármán. Celle associée à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est fonction de la position  $x^*$  et présente une fréquence adimensionnée de plus en plus faible à mesure que l'on s'éloigne du sommet de l'obstacle. Cette valeur est légèrement plus faible

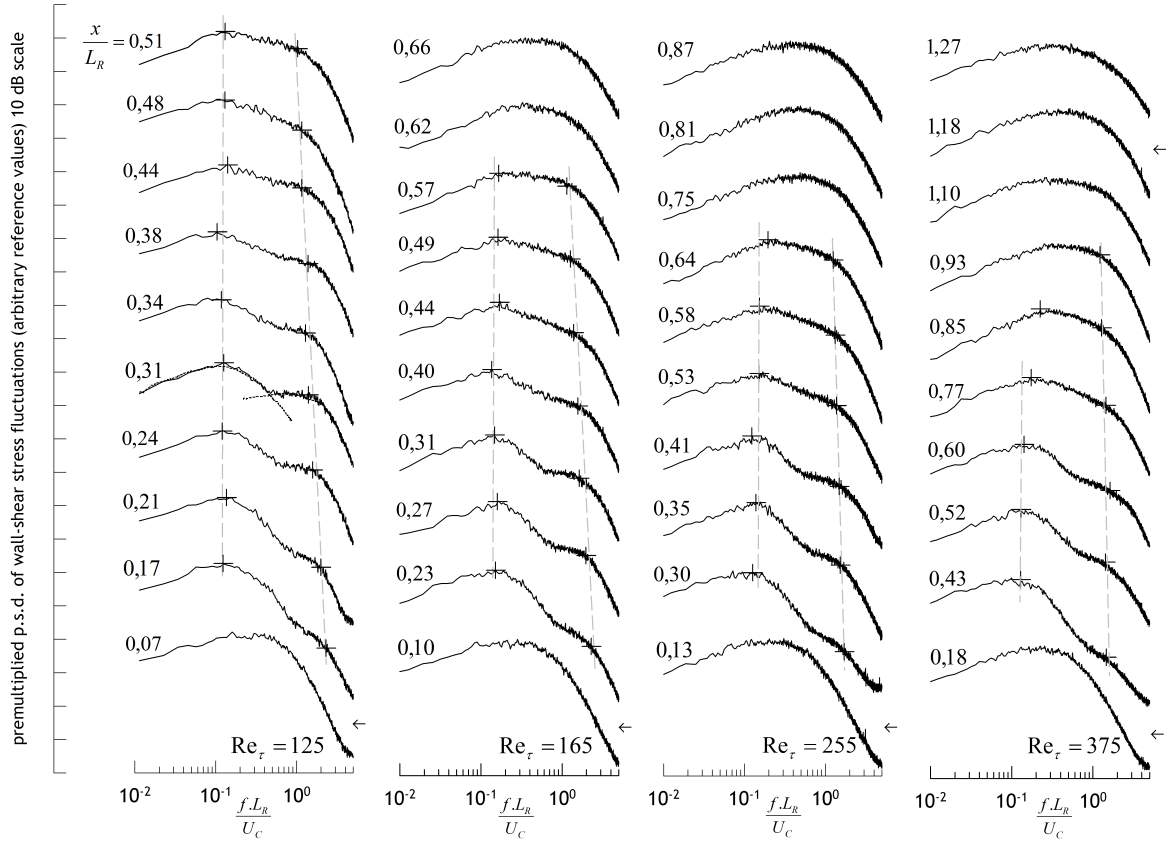


FIGURE 5.4 – P.S.D. prémultipliées des fluctuations de frottement pariétales pour divers nombres de Kármán en fonction de  $x/L_R$ . Les symboles + marquent les pics émergents. La ligne verticale en pointillé souligne la valeur de fréquence adimensionnée de 0,12 et celle inclinée l'évolution des pics secondaires. Les flèches horizontales mentionnent les positions des décollements et des recollements lorsque ceux-ci sont visibles.

que celle généralement mesurée pour une couche de cisaillement classique dans cette gamme de nombres de Kármán [29]. On constate également que les émergences associées à l'oscillation de Kelvin-Helmholtz observées précédemment (FIGURE 5.3a) par vélocimétrie laser (LDV) sont du même ordre de grandeur que celles détectées en utilisant la P.S.D. des fluctuations de frottement pariétal.

Les différentes colonnes de la FIGURE 5.4 montrent les densités spectrales de puissance prémultipliées pour chaque nombre de Kármán. En premier lieu, nous constatons que les fréquences adimensionnées correspondant au phénomène de battement présentent sensiblement les mêmes valeurs quelque soit le nombre de Kármán. Les émergences correspondantes sont visibles, bien que larges bandes, du point de décollement jusqu'à une abscisse projetée et rapportée à la longueur de décollement  $x/L_R \approx 0,5 - 0,6$ . Néanmoins, l'empreinte du phénomène de battement est située clairement dans la zone de décollement. Le battement est semble-t-il plus prononcé à proximité de la région de décollement avec une empreinte claire jusqu'à la région du recollement.

Le niveau important des basses fréquences dans la région décollée, menant aux émergences que nous associons aux battements est interprété comme étant le résultat de larges fluctuations de frottement pariétal. Ces larges fluctuations sont également observées dans le champ de vitesse décollé de l'écoulement qui bat ou "respire" selon l'interprétation. Ces observations sont en bon accord avec les résultats de Passaglia *et al.* [31].

Les fréquences adimensionnées correspondant au phénomène d'oscillation de Kelvin-Helmholtz présentent également des valeurs sensiblement identiques quelque soit le nombre de Kármán. Ces émergences sont particulièrement visibles pour le plus faible nombre de Kármán et s'atténuent, pour n'être perceptibles que

très difficilement à mesure que le nombre de Kármán augmente. Cette émergence large bande est également particulièrement forte légèrement en aval du décollement. Le fait d'obtenir des émergences large bande suggère un comportement quasi-périodique particulièrement varié en termes de structures et piloté par une dynamique à priori très complexe.

### 5.2.1.3 Synthèse des émergences

D'une façon synthétique, l'ensemble des émergences mises en évidence lors de l'analyse spectrale à la fois par le biais des P.S.D. des fluctuations de frottement et de vitesse est représenté sur la [FIGURE 5.5](#).

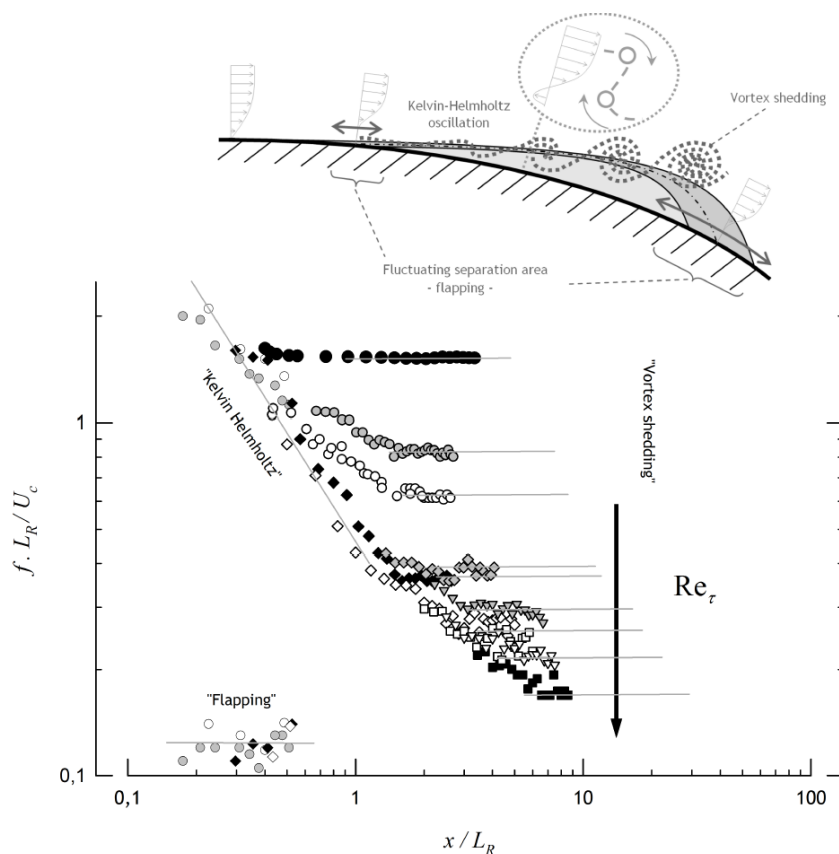


FIGURE 5.5 – Synthèse des émergences en fonction de  $x/L_R$  pour divers nombres de Kármán.

Ce graphique synthétique met en lumière la cohabitation des trois phénomènes instables et plus particulièrement les paramètres clés dimensionnant dynamiquement les phénomènes. Plus précisément ;

- La fréquence du battement de la couche de cisaillement semble constante quelque soit le nombre de Kármán dans une région allant du décollement à  $x/L_R = 0.2 - 0.5$ , elle est égale à  $f_{Bat} \approx 0.12 \times U_c/L_R$ . Le phénomène de battement est donc clairement lié au bulbe décollé dans son intégralité et la longueur caractéristique est la longueur de décollement  $L_R$ ,
- La fréquence de l'oscillation de Kelvin-Helmholtz évolue en fonction de la distance vis-à-vis du sommet de l'obstacle. L'instabilité induisant une amplification advective a tendance à augmenter la longueur d'onde du phénomène et donc à faire diminuer la fréquence qui lui est associée. Cette fréquence semble plus ou moins stable en fonction du nombre de Kármán et égale à  $f_{KH} \approx 0.23 \pm 0.05 \times U_{cv}/\delta_{\omega\perp}$ , (avec  $U_{cv}$  la vitesse de convection et  $\delta_{\omega\perp}$ , l'épaisseur de vorticité locale dans le repère absolu) lorsqu'elle est adimensionnée par rapport à l'épaisseur de vorticité, bien qu'il soit difficile d'avoir des résultats tranchés. Cette valeur est classiquement de l'ordre de 0,25 à 0,33 pour une couche de mélange. Nous obtenons ici une valeur inférieure qui est en partie due à l'accentuation de la couche de cisaillement par l'écoulement de retour,



- La fréquence de lâcher tourbillonnaire est quant à elle dépendante du nombre de Kármán quand celle-ci est adimensionnée par la longueur de décollement  $L_R$ , mais clairement indépendante de celui-ci lorsqu'elle est adimensionnée par rapport à la hauteur de l'obstacle c'est-à-dire  $h$  (comme c'est le cas pour un cylindre). La fréquence du phénomène de lâcher tourbillonnaire est donc égale à  $f_{Shed} \approx 0.2 \times U_c/h$  et est pilotée par la hauteur de l'obstacle.

L'oscillation de Kelvin-Helmholtz et le phénomène de battement coexistent (comme illustré par les deux spectres en pointillés tracés de façon arbitraire sur la [FIGURE 5.4](#) pour la position  $x/L_R = 0,31$  et pour le nombre de Kármán de 125) et semblent dynamiquement liés. Le lâcher tourbillonnaire est une conséquence de l'oscillation de Kelvin-Helmholtz, qui, au terme de son développement, désolidarise les couches fluides et génère en conséquence un lâcher de structures tourbillonnaires. L'instabilité convective de Kelvin-Helmholtz évolue donc en une instabilité absolue (Shedding).

### 5.2.2 Analyse corrélatoire

Dans ce paragraphe, nous allons nous intéresser plus particulièrement au comportement dynamique du bulbe décollé. Pour cela nous nous appuyerons sur une analyse corrélatoire qui nous permettra d'obtenir en première approche un scénario du mouvement dynamique du bulbe décollé.

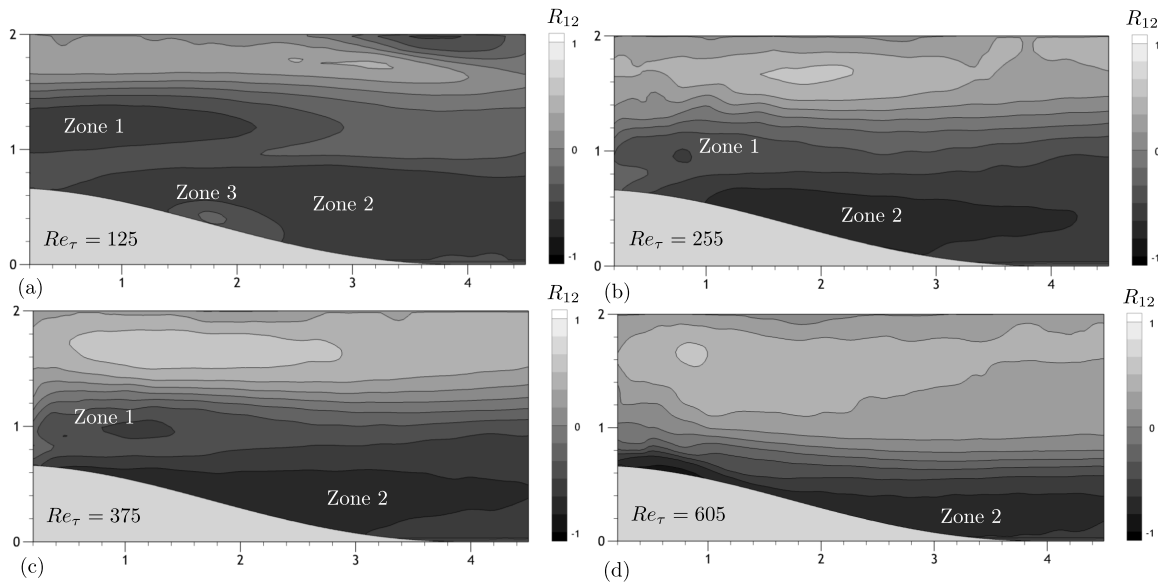


FIGURE 5.6 – Cartes de corrélation  $R_{12}$  (au même point et sans décalage temporel) pour divers  $Re_\tau$  (125, 255, 375 et 605).

#### 5.2.2.1 Cohérence spatio-temporelle de vitesse dans le champ

En vue de caractériser en première approche les zones actives, la [FIGURE 5.6](#) présente les cartes de corrélation  $R_{12}$  pour divers nombres de Kármán. La formulation de la corrélation spatio-temporelle de vitesse longitudinale sans décalage spatial ( $\xi = 0$ ) ni temporel ( $\zeta = 0$ ) s'exprime de la façon suivante :

$$R_{12}(\mathbf{x}) = \frac{\overline{u'(\mathbf{x},t).v'(\mathbf{x},t)}}{\sqrt{\overline{u'^2(\mathbf{x},t)}}.\sqrt{\overline{v'^2(\mathbf{x},t)}}}$$

Le coefficient de corrélation  $R_{12}$  met particulièrement en avant le degré de dépendance entre les deux composantes de vitesse ( $u'$  et  $v'$ ) au même point. De fortes corrélations sont observées d'une façon générale

sur la [FIGURE 5.6](#) pour l'ensemble des nombres de Kármán à la fois dans la zone décollée et dans la moitié supérieure du canal.

La zone supérieure du canal montre de fortes corrélations positives, c'est un phénomène assez classique soulignant une dynamique induisant des mouvements où à la fois les fluctuations normales  $v'$  et longitudinales  $u'$  sont de même signe et présentent de fortes similarités. On note pour  $Re_\tau = 125$  ([FIGURE 5.6a](#)), la présence, sur la paroi supérieure, d'une forte corrélation négative soulignant la tendance des couches fluides à quitter la paroi ( $u' > 0, v' < 0$ ). Hormis cette dernière région, deux zones de forte corrélation négative peuvent être identifiées ; la première (Zone 1) correspondant à la zone entraînée par la couche de cisaillement ( $u' > 0, v' < 0$ ) qui se réduit à mesure que le nombre de Kármán augmente jusqu'à disparaître pour  $Re_\tau = 605$  ([FIGURE 5.6d](#)). La seconde (Zone 2) correspondant à la zone décollée ( $u' > 0, v' < 0$ ), cette zone tend également à se réduire à mesure que le nombre de Kármán augmente. On note également pour  $Re_\tau = 125$  ([FIGURE 5.6a](#)) la présence d'une zone (Zone 3) de corrélation positive qui souligne la recirculation ( $u' < 0, v' < 0$ ).

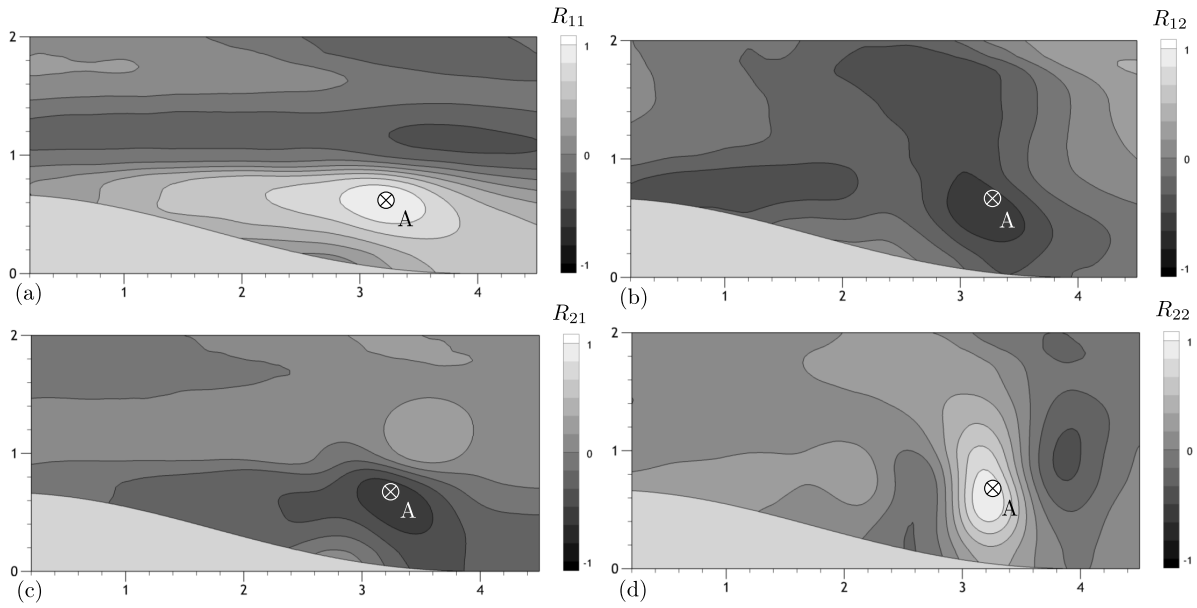


FIGURE 5.7 – Cartes des différents coefficients de corrélation au point A (Situé proche du maximum de production d'énergie cinétique turbulente ( $x^* = 3,21$ ;  $y^* = 0,63$ ) dans la couche de cisaillement) pour  $Re_\tau = 125$ .

Dans un second temps, il est également intéressant d'analyser les cartes correspondant aux différents coefficients de corrélation vis-à-vis d'un point de référence. L'idée étant de situer spatialement les zones de forte similitude relatives au mouvement tourbillonnaire et ainsi déterminer une signature dynamique ou plus précisément une "pseudo-trajectoire". La [FIGURE 5.7](#) représente, pour le  $Re_\tau = 125$ , les différents coefficients de corrélation ( $R_{11}$ ,  $R_{12}$ ,  $R_{21}$  et  $R_{22}$ ), dont les définitions sont données au chapitre 3 (§3.3.1.1) pour un point de référence A situé dans la couche de cisaillement. La [FIGURE 5.7a](#) montre une région de forte corrélation soulignant le degré de cohérence longitudinale de la couche de cisaillement. Le coefficient de corrélation  $R_{11}$  est supérieur à 0,8 dans la quasi totalité de la couche de cisaillement ( $1,5 > x^* > 4,5$ ). Les cartes de corrélation  $R_{12}$  et  $R_{21}$  ([FIGURE 5.7b](#) et [5.7c](#)) sont assez complémentaires à la précédente dans le sens où celle-ci souligne également la couche de cisaillement, et met en avant l'opposition du mouvement entre l'intérieur de la zone décollée et l'écoulement extérieur. Finalement la corrélation  $R_{22}$ , représentée en [FIGURE 5.7d](#), montre une succession de zones de forte cohérence dont la corrélation est alternativement positive et négative. Cette corrélation souligne les effets oscillatoires de la couche de cisaillement et du lâcher tourbillonnaire. La composante normale de vitesse étant particulièrement sensible, comme nous l'avons évoqué lors de l'analyse spectrale, à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz et aux phénomènes de lâcher tourbillonnaire induits.

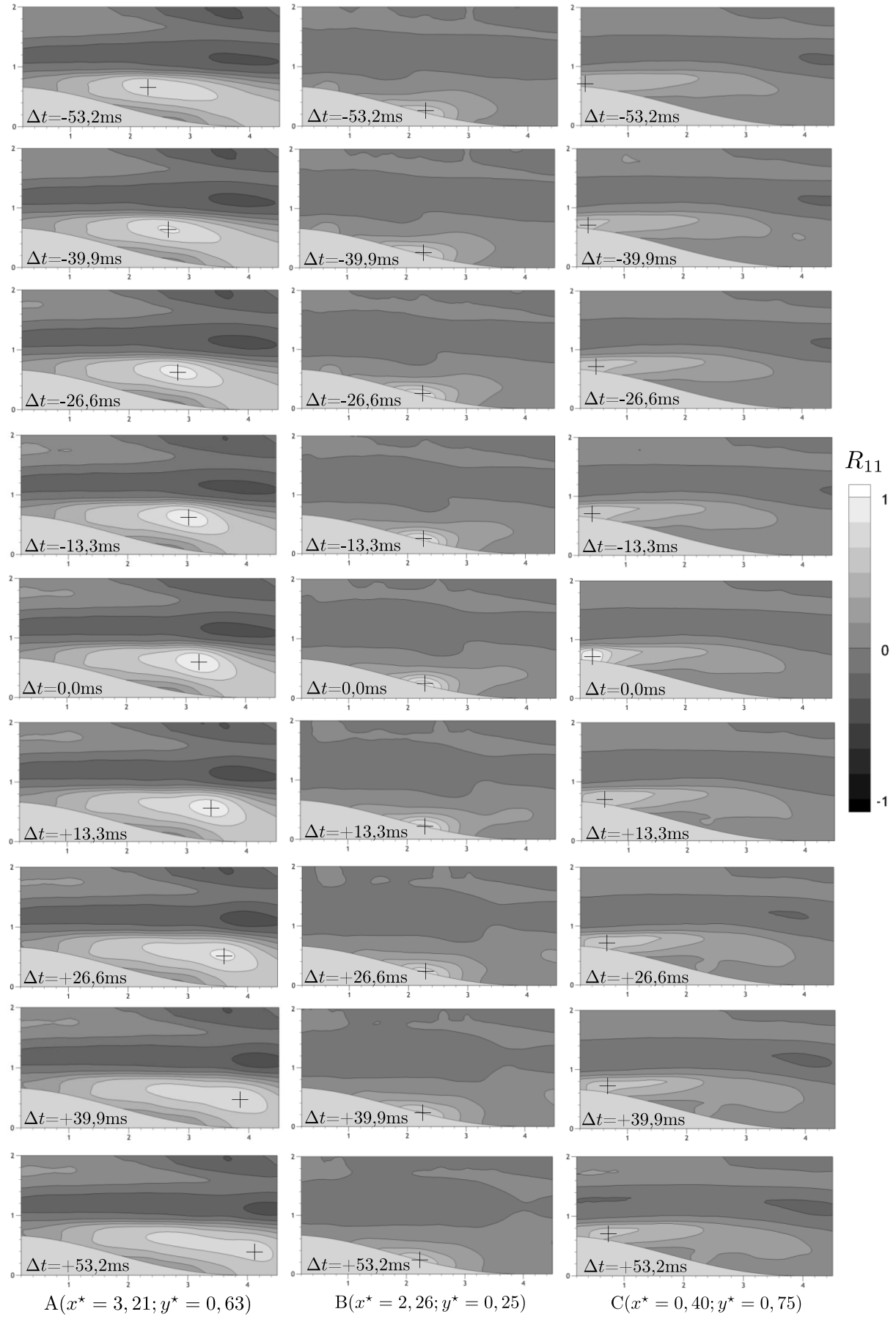


FIGURE 5.8 – Cartes de corrélation  $R_{11}$  avec décalage temporel pour  $Re_\tau = 125$  et pour différents points A( $x^* = 3,21; y^* = 0,63$ ), B( $x^* = 2,26; y^* = 0,25$ ) et C( $x^* = 0,40; y^* = 0,75$ ).

Dans l'optique d'analyser plus finement la dynamique de l'écoulement, en certains points de référence caractéristiques d'une région particulière de l'écoulement, les coefficients de corrélation de vitesse longitudinale sont analysés avec décalage temporel. Cette étude vise à suivre spatialement les pics de corrélation pour divers décalages temporels (positif et négatif). Les "pseudo-trajectoires" évoquées précédemment pourront être décrites ainsi plus en détail en donnant un historique temporel associé au coefficient de corrélation  $R_{11}$ . La FIGURE 5.8 donne, pour  $Re_\tau = 125$ , l'évolution dans le temps des coefficients  $R_{11}$  pour trois points A, B et C, situés respectivement dans la couche de cisaillement, dans la zone de recirculation et juste en aval du sommet de l'obstacle 2D. La formulation de la corrélation spatio-temporelle de vitesse longitudinale est la suivante :

$$R_{11}(\mathbf{x}, \xi, \zeta) = \frac{\overline{u'(\mathbf{x}, t) \cdot u'(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}{\sqrt{\overline{u'^2(\mathbf{x}, t)}} \cdot \sqrt{\overline{u'^2(\mathbf{x} + \xi, t + \zeta)}}}$$

Avec  $\mathbf{x}$  le point de référence et avec un décalage temporel employé ici de  $\zeta = \Delta t$ . Les acquisitions de TR-PIV permettent de suivre la dynamique de l'écoulement à une cadence 75Hz pour ce nombre de Kármán. Le pas de décalage temporel minimum est ici de 13,3ms, ce qui correspond à un nombre de Strouhal basé sur la longueur de décollement ( $f \times L_R/U_c$ ) maximum de 8 environ.

La première colonne de la FIGURE 5.8, présente les corrélations  $R_{11}$  pour différents décalages temporels de  $\Delta t = -53.2\text{ms}$  à  $+53.2\text{ms}$  avec pour référence le point A situé dans la couche de cisaillement. On constate que le pic de corrélation évolue spatialement dans le temps tout en restant dans la couche de cisaillement. Ce comportement met en avant une advection que l'on peut interpréter comme étant liée au lâcher tourbillonnaire issu de la "désolidarisation" des enroulements tourbillonnaires de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Si l'on considère ici un "cycle" où le décalage temporel correspondant à la même position du pic est pris comme une période, dans ce cas ( $Re_\tau = 125$ ) précis,  $\Delta t_{cycle} \approx 120\text{ms}$ . La fréquence adimensionnée correspondante de  $f_{shed} \times h/U_c \approx 0.2$  est bien liée au phénomène de lâcher tourbillonnaire identifié lors de l'analyse spectrale précédente. L'autocorrélation longitudinale présentée sur la FIGURE 5.9 permet de préciser cette observation. En effet, un pic secondaire met en avant l'apparition du phénomène pseudo-périodique. Le décollage temporel associé permet d'obtenir sa fréquence caractéristique.

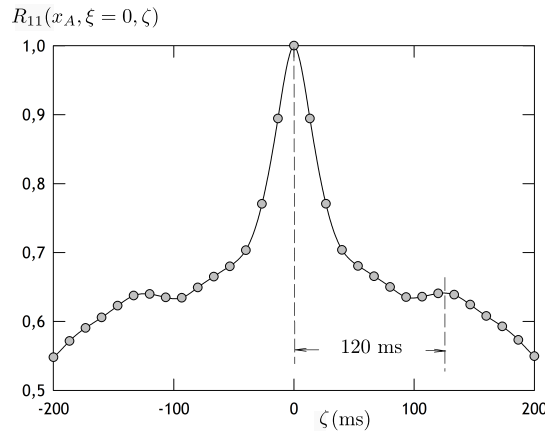


FIGURE 5.9 – Autocorrélations longitudinales au point A pour  $Re_\tau = 125$ .

Si l'on s'intéresse maintenant à la zone de recirculation, c'est-à-dire en prenant pour référence le point B (deuxième colonne de la FIGURE 5.8), on observe une stagnation spatiale dans le temps du pic de corrélation. La zone de recirculation "piège" les structures qui évoluent spatialement sur des temps longs devant les lâchers tourbillonnaires. L'étude de l'évolution des structures cohérentes au sein du bulbe décollé fera entre autres l'objet d'une discussion au chapitre 6. Finalement, la troisième colonne de la FIGURE 5.8 analyse l'évolution temporelle du point C positionné juste en aval du sommet de la bosse (début de la couche de cisaillement). On remarque une forte corrélation des fluctuations de vitesse longitudinale,

qui reste supérieures à 0.7 de  $x^* = 0$  à 2 approximativement sur la gamme des décalages temporels considérés. La position du maximum de corrélation n'évolue spatialement que très faiblement avec le temps, ce qui souligne plutôt un comportement oscillatoire typique d'une couche de cisaillement (oscillations de Kelvin-Helmholtz). En complément de l'analyse spectrale (anémométrie laser et méthode électrochimique), cette analyse corrélatoire permet une localisation spatiale des phénomènes instables ainsi qu'une première identification (association espace-fréquence).

### 5.2.2.2 Empreinte dynamique à la paroi

Suite à l'analyse corrélatoire dans le champ de l'écoulement décollé, une analyse similaire basée sur le champ de frottement pariétal est entreprise dans le but de caractériser l'empreinte dynamique à la paroi des phénomènes instables associés au décollement et mis en évidence précédemment. En effet, pour caractériser le comportement de l'écoulement dans la région de proche paroi, les corrélations de frottement pariétal  $R_{\tau\tau}$  peuvent être calculées pour décrire le mouvement de ces structures le long de la paroi. Ces corrélations ont été définies par :

$$R_{\tau\tau}(x^*, \zeta^*) = \frac{\tau'(x^* - \xi^*/2, t^*) \cdot \tau'(x^* + \xi^*/2, t^* + \zeta^*)}{\sqrt{\tau'^2(x^* - \xi^*/2, t^*)} \cdot \sqrt{\tau'^2(x^* + \xi^*/2, t^* + \zeta^*)}}$$

Avec  $\xi$  pris dans ce cas comme étant l'écart entre deux sondes consécutives.

Des mesures synchrones des fluctuations de frottement pariétal ont permis de calculer les corrélations spatio-temporelles de frottement  $R_{\tau\tau}$  qui sont présentées pour différents nombres de Kármán. Bien que les sondes ne puissent pas distinguer le sens d'écoulement, le but de cette analyse est d'étudier la signature du mouvement des structures de proche paroi. La [FIGURE 5.10](#) montre l'évolution de la corrélation spatio-temporelle  $R_{\tau\tau}$  en aval du sommet de l'obstacle 2D pour diverses abscisses projetées centrées  $x^*$ .

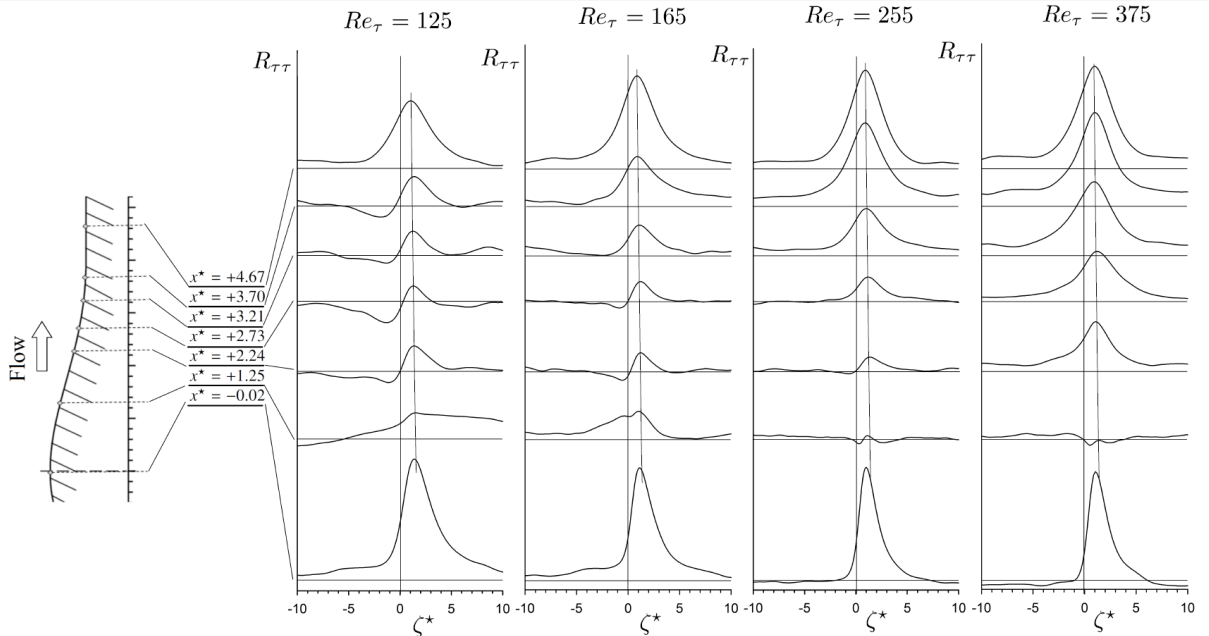


FIGURE 5.10 – Corrélations spatio-temporelles des fluctuations de frottement pariétal  $R_{\tau\tau}$  en différents points le long de l'obstacle 2D pour différents nombres de Kármán.  $\zeta^*$  étant le décalage temporel adimensionné.

L'analyse de ces corrélations montre d'une façon générale un pic de corrélation avant le point de décollement, pour les divers nombres de Kármán présentés sur la [FIGURE 5.10](#). Ce pic souligne un mouvement direct associé à une vitesse d'advection.

Après le décollement, différentes formes de corrélation peuvent être observées en fonction du nombre de Kármán. Dans un premier temps nous nous intéresserons uniquement à la forme présentant deux pics, l'un négatif pour un décalage temporel négatif et un positif pour un décalage temporel positif. Cette forme de corrélation est associée d'une part à un mouvement direct d'advection, mais également à un mouvement de retour. Ce phénomène souligne l'amplitude du mouvement de battement de l'interface instantané du bulbe décollé, c'est-à-dire la zone pour laquelle on rencontre à la fois un mouvement direct et un retour. Cette forme de corrélation est clairement visible au voisinage du point de recollement moyen comme on peut l'observer sur la [FIGURE 5.10](#) et notamment pour le nombre de Kármán de 125 où la zone de battement est plus large. A mesure que le nombre de Kármán augmente, on constate que cette zone se réduit. De façon synthétique, pour les plus faibles nombres de Kármán 125 et 165, le phénomène de battement induit une oscillation de la région de recollement. Cette oscillation est marquée par la forme en "S" des corrélations spatio-temporelles observées jusqu'à  $x^* \approx 4$ . Pour le nombre de Kármán de 255, la forme en "S" est observée seulement jusqu'à  $x^* \approx 2.5$ . Par la suite, pour des positions suffisamment éloignées du point de recollement moyen, la forme des courbes de corrélation redevient classique avec un seul pic d'advection direct. On constate également dans la région proche du décollement une forme particulière des corrélations présentant deux pics positifs. En vue de caractériser plus finement ce comportement corrélatoire, nous avons isolé une série de corrélations essentiellement dans la région décollée, elles sont présentées en [FIGURE 5.11](#).

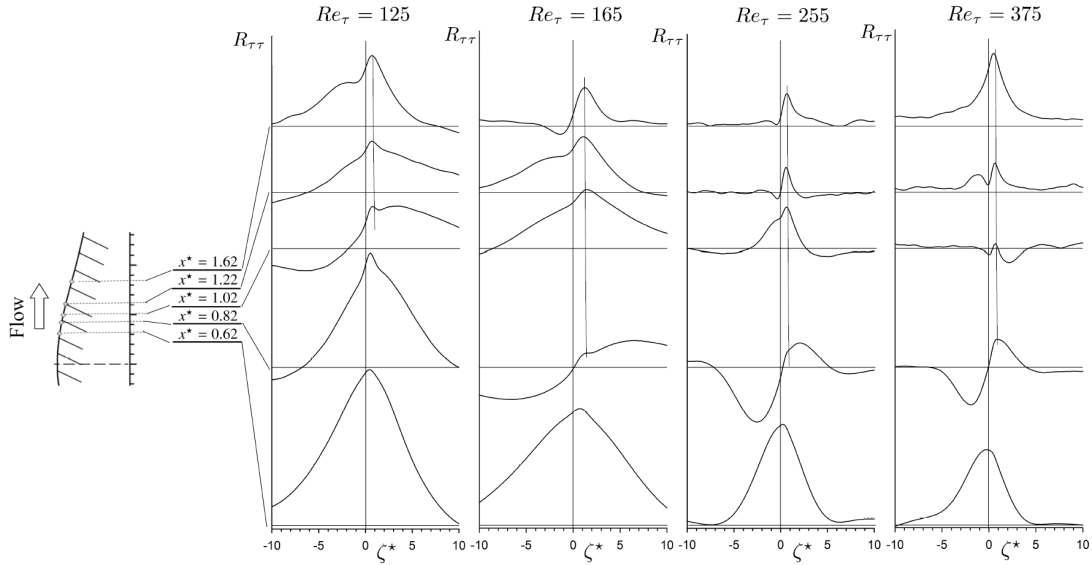


FIGURE 5.11 – Corrélations spatio-temporelles des fluctuations de frottement pariétal  $R_{\tau\tau}$  en différents points dans la zone de décollement pour différents nombres de Kármán.  $\zeta^*$  étant le décalage temporel adimensionné.

On observe sur cette figure de façon plus précise le comportement dynamique de l'écoulement au voisinage du décollement et au sein de la zone de recirculation. Tout d'abord, si l'on s'intéresse au comportement corrélatoire du plus bas nombre de Kármán ( $Re_\tau = 125$ ), on remarque, à mesure que l'on s'éloigne du sommet de l'obstacle en aval de celui-ci, une advection directe, suivie d'un mouvement oscillatoire (comme identifié au voisinage du point de recollement moyen), puis une corrélation présentant deux pics de corrélations positifs, l'un pour un décalage temporel négatif et l'autre pour un décalage temporel positif. Ce même comportement est également observé pour les autres nombres de Kármán de manière plus ou moins nette. La zone d'oscillation du point de décollement est très réduite par rapport à celle du décollement identifiée précédemment et cela quelque soit le nombre de Kármán considéré. Les zones qui présentent deux pics de corrélations positifs correspondent à des mouvements complexes au sein de la zone de recirculation [70]. Ces mouvements seront analysés en partie au chapitre 6. Les vitesses de convection évoquées ici peuvent être calculées sur l'ensemble du champ de l'écoulement en utilisant les pics de corrélations entre deux champs PIV. Il est donc possible d'avoir par ce biais une idée de la dynamique d'advection globale.

### 5.2.2.3 Dynamique d'advection

En aparté de la mise en évidence des phénomènes instables, il est intéressant de connaître la répartition des vitesses de convection de chaque zone d'étude et ainsi d'avoir une idée de la dynamique d'advection locale. Pour cela, nous allons chercher à caractériser le transport du champ fluctuant, des plus petites aux plus grandes échelles, en se basant sur les corrélations spatio-temporelles précédentes. La vitesse d'advection peut en effet être extraite de la corrélation spatio-temporelle définie précédemment ([104], [106]). Seule la PIV résolue en temps (TR-PIV), pour laquelle on dispose de champs spatiaux de vitesse et d'une relativement bonne résolution temporelle, permet d'estimer avec précision les décalages spatio-temporels locaux associés aux pics de corrélation. L'estimation de la vitesse d'advection (également appelée vitesse de convection notée  $U_{cv}$ ) consiste à évaluer expérimentalement la relation  $\Delta r = U_{cv} \times \Delta t$ . La FIGURE 5.12 donne la cartographie du champ de vitesse d'advection pour divers nombres de Kármán.

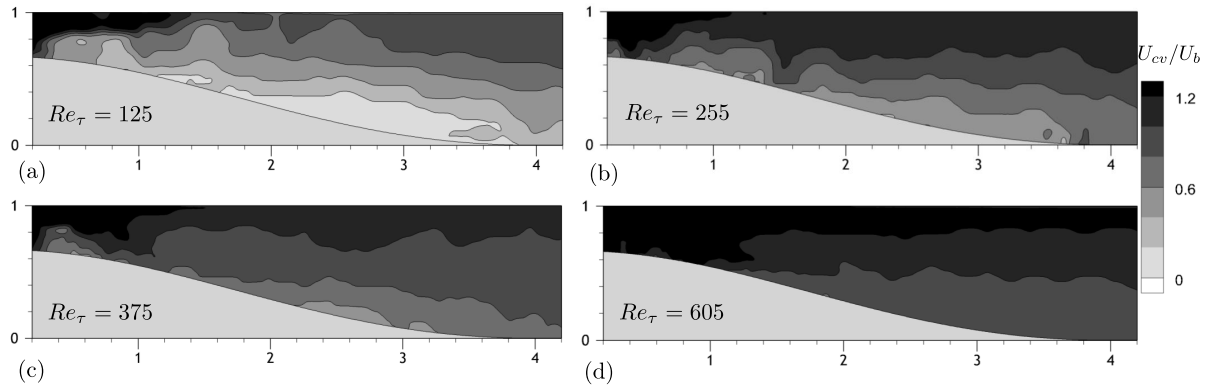


FIGURE 5.12 – Cartographie des vitesses d'advection obtenues par analyse corrélatoire, (a)  $Re_\tau = 125$ , (b)  $Re_\tau = 255$ , (c)  $Re_\tau = 375$ , (d)  $Re_\tau = 605$ .

On observe par exemple pour  $Re_\tau = 125$  une sur-vitesse de convection due à l'effet venturi induit par l'obstacle. Dans la zone décollée on observe une vitesse d'advection très faible et même négative (zone de recirculation). À mesure que le nombre de Kármán augmente, on constate également une augmentation de la vitesse d'advection relative clairement corrélée à la réduction de la zone de décollement. Ces vitesses d'advection seront par la suite (chapitre 6) estimées également par le biais d'un suivi des structures cohérentes détectées.

Les fréquences caractéristiques des principaux phénomènes instables à grande échelle ayant été mis en évidence, une analyse structurale complémentaire permettant l'association des fréquences avec un comportement spatial semble pertinente. Pour ce faire une analyse modale des champs de vitesse est réalisée.

## 5.2.3 Analyse modale des champs de vitesse

### 5.2.3.1 Principe et philosophie d'étude

Nous allons dans cette partie utiliser l'approche de décomposition en modes propres (POD) pour projeter les processus physiques sur une base de Karhunen-Loève, à partir de la décomposition en parties cohérente et incohérente. De manière générale, l'objectif est ici d'exprimer le plus fidèlement possible chaque champ de fluctuations instantanées de vitesse  $\vec{u}'(\vec{x}, t_i)$  pris à l'instant  $t_i$ , en séparant l'espace et le temps de la façon suivante :

$$\vec{u}'(\vec{x}, t_i) \approx \sum_{n=1}^N \underbrace{a^{(n)}(t_i)}_{\text{--termes porteur de la dynamique--}} \times \underbrace{\vec{\Phi}^{(n)}(\vec{x})}_{\text{--termes spatiaux--}}$$

Les termes porteur de la dynamique permettent d'envisager une modélisation d'ordre bas et de séparer la dynamique basse et haute fréquence porteuse de la physique (partie cohérente) des fluctuations non-cohérentes résiduelles (au sens énergétique du terme). Les termes spatiaux (fonction propre intrinsèque de l'écoulement) permettant, quant à eux, une analyse de la topologie. Cette analyse vise à compléter et à relier les phénomènes physiques aux fréquences mises en évidence par le biais de l'analyse spectrale précédente.

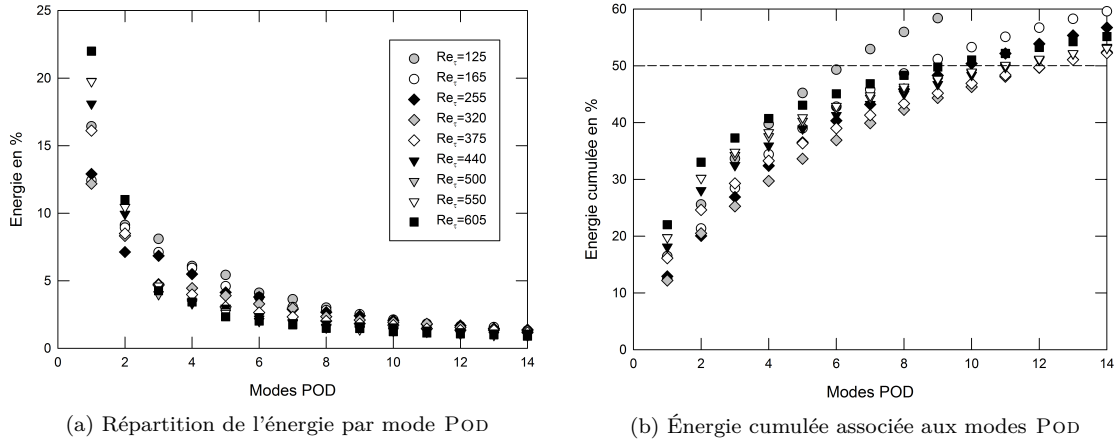


FIGURE 5.13 – Énergie associée aux modes POD en fonction du nombre de Kármán.

Pour compléter l'analyse spectrale et notamment associer les fréquences des phénomènes instables à leur évolution spatiale, nous nous proposons de décomposer les champs instantanés de SP-PIV. L'objectif de l'analyse présentée dans cette section est de démontrer, à partir des champs instantanés, qu'il est possible d'extraire l'un des phénomènes instables, en l'occurrence le flapping, et que celui-ci persiste pour de hauts nombres de Kármán, et cela tant que le décollement en lui-même existe, et également d'en donner les caractéristiques topologiques principales. Nous disposons de 500 champs instantanés de vitesse réalisés pour les divers nombres de Kármán en aval de l'obstacle, dans le plan médian centré sur la zone décollée. Les champs instantanés contiennent de nombreuses informations sur la dynamique de l'écoulement dans lesquels coexistent les phénomènes cohérents (phénomènes pseudo-périodiques comme le détachement tourbillonnaire ou le battement de la couche de mélange) et bien entendu des données incohérentes liées à la nature turbulente de l'écoulement. Dans la littérature, les phénomènes instables sont, comme mentionné précédemment, souvent mis en évidence en écoulement laminaire. A ce régime, les mouvements cohérents sont d'amplitude importante et faiblement bruités par des phénomènes parasites. A plus haut régime et à plus forte raison en écoulement turbulent, les phénomènes cohérents sont noyés parmi la turbulence. En ce sens, les méthodes stochastiques et en particulier la POD s'avèrent être des outils particulièrement intéressants. En effet, on peut voir la POD comme un outil de filtrage de champs instantanés de données (observables), qui contrairement à la transformée de Fourier (qui trie des fréquences), permet de trier les informations par leur contenu énergétique. La décomposition en modes propres orthogonaux peut donc permettre d'extraire des champs instantanés les représentations spatiales (modes) les plus énergétiques de l'écoulement. On peut ainsi espérer que les phénomènes instables mis en évidence par l'analyse de Fourier soient suffisamment énergétiques pour pouvoir apparaître sous la forme d'un ou plusieurs modes. La décomposition POD appliquée aux champs instantanés de vitesse (clichés PIV) consiste à exprimer chaque champ de vitesse instantanée  $\vec{u}(x^*, t)$  de la manière suivante :



$$u(x^*, y^*, t) = U(x^*, y^*, t) + u'(x^*, y^*, t) = U(x^*, y^*, t) + \sum_{i=1}^{N_t} a^{(i)}(t) \Phi_{u'}^{(i)}(x^*, y^*)$$

$$v(x^*, y^*, t) = V(x^*, y^*, t) + v'(x^*, y^*, t) = V(x^*, y^*, t) + \sum_{i=1}^{N_t} a^{(i)}(t) \Phi_{v'}^{(i)}(x^*, y^*)$$

Les fonctions spatiales  $\Phi_{u'}^{(i)}(x^*, y^*)$  et  $\Phi_{v'}^{(i)}(x^*, y^*)$  correspondent aux fonctions propres associées au mode  $i$  respectivement associées à  $u'$  et à  $v'$ . L'ensemble des fonctions propres constitue une base orthonormale. La fonction temporelle  $a^{(i)}(t)$  correspond au coefficient modal associé au mode  $i$  et au champ instantané de vitesse considéré à l'instant  $t$  et contient ainsi l'énergie du mode. Les coefficients modaux sont issus de la projection des champs instantanés de vitesse sur la base orthonormée, ces derniers ont donc ici l'unité d'une vitesse soit le  $m/s$ . L'analyse POD des champs instantanés de vitesse permet d'obtenir une bonne résolution spatiale et une grande quantité de points de mesure, en revanche la résolution temporelle est très faible et ne permet pas d'obtenir un contenu fréquentiel significatif (transformée de Fourier du coefficient modal  $a^{(i)}(t)$ ). Pour palier à cet inconvénient, nous utiliserons les données de TR-PIV à la fin de cette section en vue d'associer les modes spatiaux à des fréquences émergentes.

### 5.2.3.2 Contribution énergétique modale et modes associées

La [FIGURE 5.13a](#) présente la contribution énergétique des 14 premiers modes pour divers nombres de Kármán. Le premier mode (le plus énergétique) représente environ un quart de l'énergie totale et le deuxième environ 5 à 10% pour la gamme de nombres de Kármán étudiée. Le premier mode a donc une signature énergétique relativement importante et se dissocie des autres modes. La [FIGURE 5.13b](#) montre que les 14 premiers modes cumulés représentent plus de la moitié de l'énergie totale. Les fonctions propres spatiales  $\Phi_{u'}^{(i)}(x^*, y^*)$  et  $\Phi_{v'}^{(i)}(x^*, y^*)$  donnent les champs de fluctuations de vitesse associés aux différents modes contribuant le plus à l'énergie totale. La [FIGURE 5.14](#) donne les fonctions propres  $\Phi_{u'}^{(i)}$  et  $\Phi_{v'}^{(i)}$  pour des composantes  $u'$  et  $v'$  pour les cinq premiers modes des champs de vitesse instantanés pour  $Re_\tau = 125$ . Les fonctions propres associées au premier mode sont représentatives du mode de fluctuation de vitesse le plus énergétique de l'écoulement et englobent le décollement dans son intégralité. A partir du second mode, les fonctions propres montrent plusieurs structures plus petites dont le nombre est croissant à mesure que le mode augmente. Les fonctions propres montrent des zones de fluctuations alternativement positives et négatives dans le sens de l'écoulement et sont caractéristiques du passage de structures cohérentes tourbillonnaires. La fonction propre du mode 3 souligne en particulier la tendance au décollement de la paroi opposée à l'obstacle. Mais d'une façon plus générale, la décomposition POD permet de décomposer les fluctuations de vitesse suivant les échelles caractéristiques des structures cohérentes induites par le décollement. Ainsi le premier mode correspond à des fluctuations de vitesse globale de la zone décollée associées aux plus grandes échelles de l'écoulement et également aux plus énergétiques. Les modes supérieurs correspondent aux signatures de structures tourbillonnaires. Les modes d'ordre supérieur à 15 représentent les fluctuations des plus petites échelles. Les modes d'ordre supérieur sont classiquement identifiés comme étant les parties incohérentes des fluctuations de vitesse présentes dans les champs instantanés et correspondent aux fines structures de la turbulence présentes dans l'écoulement. Ceci montre alors qu'il existe un mode de "coupure" à partir duquel on passe de fluctuations vitesses "cohérentes" associées à l'émission de structures tourbillonnaires à des fluctuations de vitesse "incohérentes" associées à la turbulence générée par l'écoulement. Cependant ce mode de coupure étant difficile à définir, nous ne ferons la distinction qu'entre le premier mode et le reste des modes. A titre d'illustration, la [FIGURE 5.15a](#) montre les fluctuations de vitesse normale  $v^{(1)}(x^* = 3.9, y^* = 0.4, t)$  associées uniquement au premier mode ainsi que celles associées aux autres modes (hormis le premier) pour le nombre de Kármán de 125 obtenu par TR-PIV. On remarque que la décomposition POD agit bien comme un filtre sur les

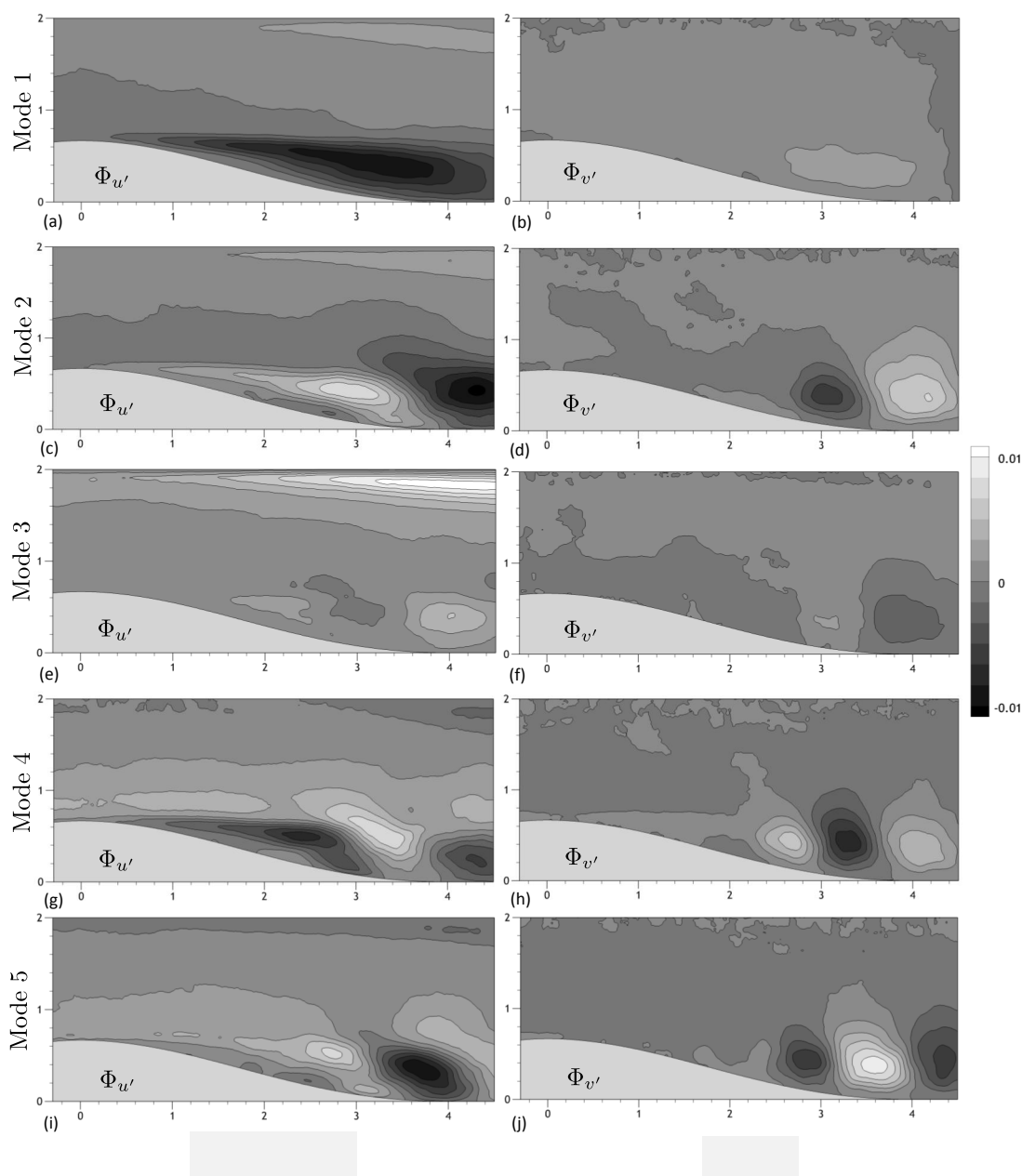
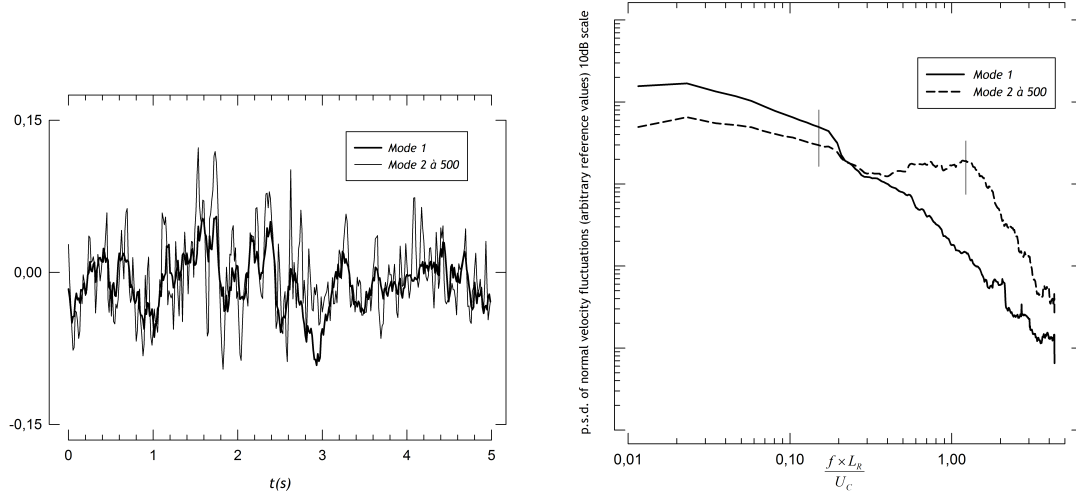


FIGURE 5.14 – Fonctions propres  $\Phi_u^{(i)}$  et  $\Phi_v^{(i)}$  pour  $n = 1$  à 5 (cinq premiers modes) et pour  $Re_\tau = 125$ .

fluctuations de vitesse, que la contribution du premier mode est bien associée aux structures les plus grosses (basse fréquence) et que la contribution des autres modes est également bien associée aux structures de plus petite dimension (haute fréquence). Les densités spectrales de puissance (FIGURE 5.15b) qui leur sont associées soulignent d'ailleurs cette séparation d'échelle. Les traits verticaux de la FIGURE 5.15b correspondent approximativement à la fréquence de battement et à celle du lâcher tourbillonnaire à la position correspondante estimée par l'analyse spectrale précédente.

Dans l'optique d'étudier le comportement spatio-temporel par modes sur l'ensemble de la gamme des nombres de Kármán, nous avons tracé en FIGURE 5.16, les fonctions propres  $\Phi_u^{(1)}$  pour divers nombres de Kármán en vue de quantifier leurs similitudes et ainsi d'associer un comportement commun à l'ensemble de la gamme des nombres de Kármán. En effet si un ou plusieurs de ces modes change radicalement de physionomie, on peut supposer que la dynamique qui lui est associée change également. Cependant la FIGURE 5.16 montre une évolution des fonctions propres  $\Phi_u^{(1)}$  relativement cohérente à mesure que l'on augmente le nombre de Kármán. On considérera donc au vu de cette dernière remarque que les modes POD décomposent les fluctuations de vitesse associées au décollement de la manière suivante :



(a) Signaux de fluctuation de vitesse normale pour le mode 1 et les autres modes extraits de la TR-PIV (b) P.S.D des fluctuations de vitesse normale pour le mode 1 et les autres modes extraits de la TR-PIV

FIGURE 5.15 – Signaux et contenus spectraux du mode 1 et de l'ensemble des autres modes au point  $x^* = 3.9$ ,  $y^* = 0.4$  pour  $Re_\tau = 125$ .

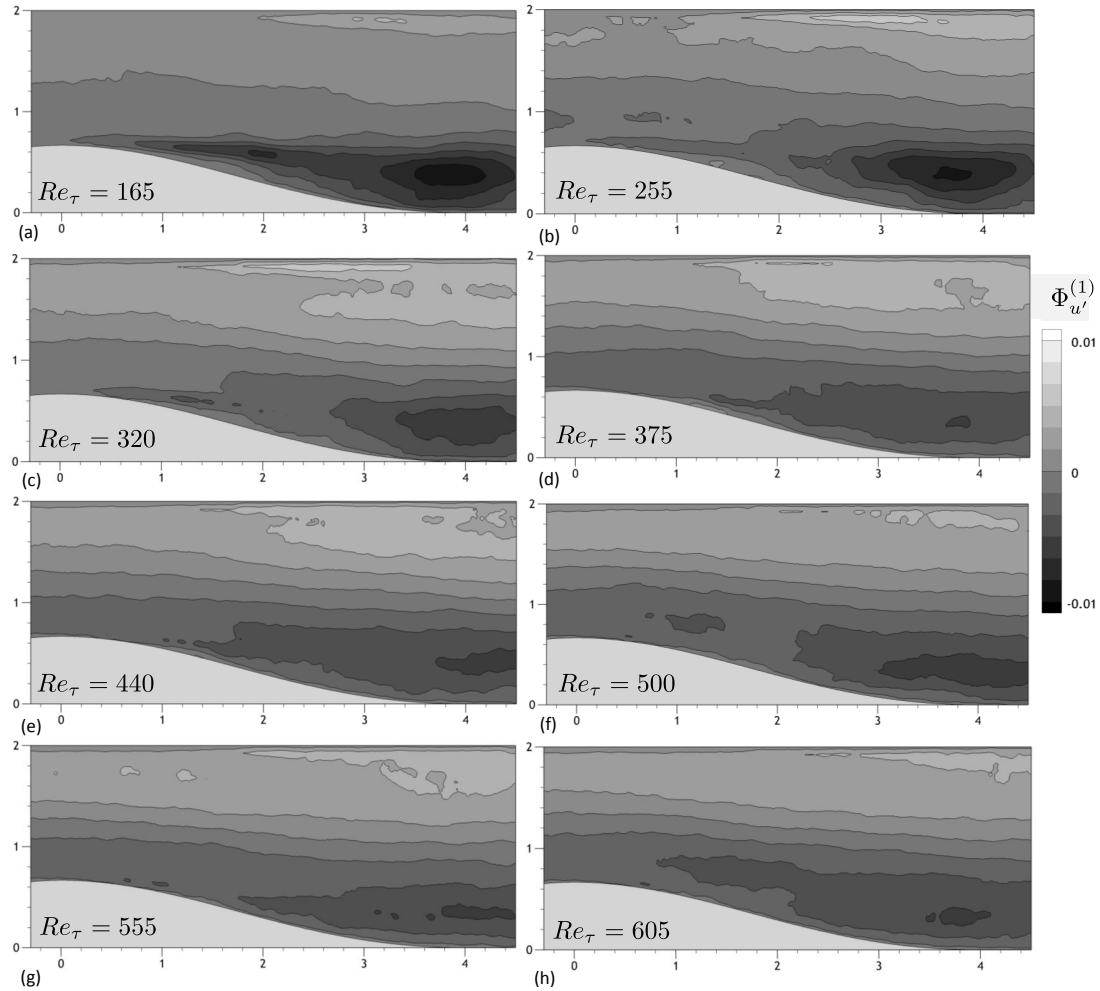


FIGURE 5.16 – Fonction propre  $\Phi_{u'}^{(1)}$  pour divers nombres de Kármán.

- Le premier mode est lié aux fluctuations générées par l'ensemble de la zone de recirculation qui sont associées à un mécanisme de battement,
- Les autres modes sont liés aux fluctuations générées par l'émission de structures cohérentes le long de la couche cisailée (lâcher tourbillonnaire). Cette partie prend également en compte la partie

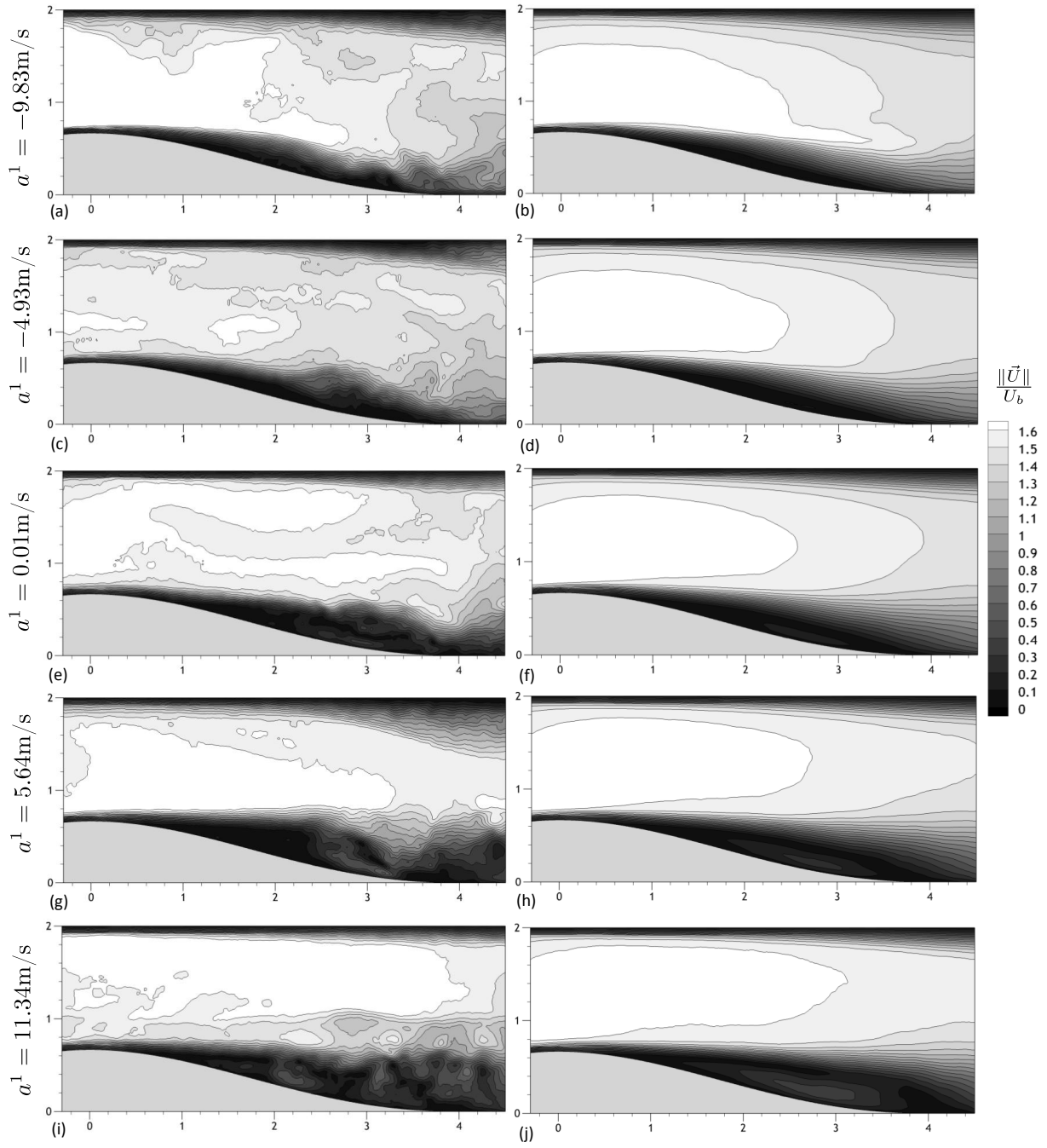


FIGURE 5.17 – Modélisation d'ordre réduit des modes POD pour  $Re_\tau = 125$ . Colonne de gauche : champs instantanés sélectionnés en fonction de leur coefficient  $a^{(1)}$ . Colonne de droite : modélisation d'ordre bas des champs instantanés à partir du premier mode.

incohérente des champs instantanés, dont les fines structures de la turbulence.

Cette constatation se résume par la décomposition suivante :

$$u'(x^*, y^*, t) = a^{(1)}(t) \Phi_{u'}^{(1)}(x^*, y^*) + \sum_{i=2}^{500} a^{(i)}(t) \Phi_{u'}^{(i)}(x^*, y^*)$$

$$v'(x^*, y^*, t) = a^{(1)}(t) \Phi_{v'}^{(1)}(x^*, y^*) + \sum_{i=2}^{500} a^{(i)}(t) \Phi_{v'}^{(i)}(x^*, y^*)$$

### 5.2.3.3 Identification du phénomène de battement du bulbe décollé

L'idée est donc maintenant de chercher à caractériser le fait que le mouvement global dont il s'agit est bien associé à un phénomène de battement du décollement. Dans cette perspective, chaque champ instantané est reconstruit en éliminant les parties cohérentes et incohérentes et en utilisant uniquement les fluctuations de vitesse associées au premier mode. Pour ce faire une reconstruction d'ordre bas des champs instantanés pris à l'instant  $t$  est donnée par la somme du champ moyen et du champ fluctuant uniquement reconstruit par le premier mode selon l'équation suivante :

$$u(x^*, y^*, t)_{reduit} = U(x^*, y^*, t) + a^{(1)}(t)\Phi_{u'}^{(1)}(x^*, y^*)$$

$$v(x^*, y^*, t)_{reduit} = V(x^*, y^*, t) + a^{(1)}(t)\Phi_{v'}^{(1)}(x^*, y^*)$$

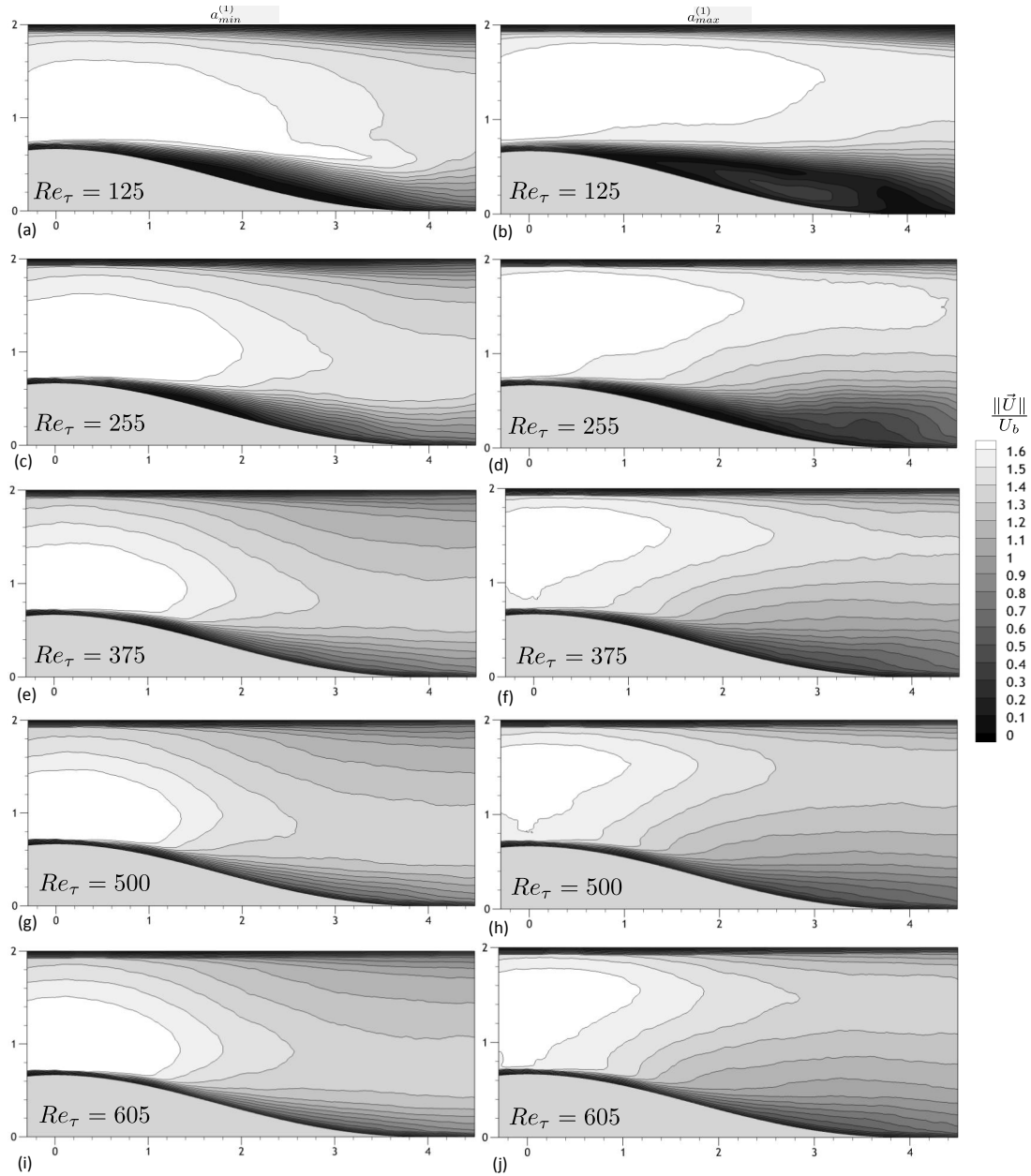


FIGURE 5.18 – Norme de la vitesse adimensionnée par  $U_b$  correspondant aux minima et maxima de  $a^{(1)}$  respectivement pour les nombres de Kármán  $Re_\tau = 125, 255, 375, 500$  et  $605$ . Colonne de gauche : minima. Colonne de droite : maxima.

Chaque champ instantané réduit pris à l'instant  $t$  est affecté par un coefficient  $a^{(1)}(t)$  qui définit l'amplitude de premier mode présent dans le champ instantané pris à l'instant  $t$ . Ainsi, en triant par ordre

croissant l'ensemble des coefficients modaux  $a^{(1)}$  et les champs instantanés correspondants, il est alors possible d'évaluer la dynamique associée au premier mode sur la topologie instantanée de l'écoulement. La [FIGURE 5.17](#) montre, pour le nombre de Kármán de 125, quelques champs instantanés sélectionnés en fonction de leur coefficient  $a^{(1)}$  qui ont été triés par ordre croissant (colonne de gauche) et leur reconstruction d'ordre bas utilisant uniquement le premier mode POD (colonne de droite). La première ligne présente la configuration pour laquelle la valeur du coefficient modal est minimale, correspondant à une zone peu étendue de faible vitesse. La reconstruction de ce champ instantané par le premier mode présente alors une zone décollée de faible longueur. En augmentant la valeur du coefficient modal  $a^{(1)}$ , illustré par les lignes suivantes ([FIGURE 5.17](#)), on remarque progressivement une transition vers un écoulement totalement décollé. Ce résultat confirme donc clairement l'existence d'un mécanisme de battement de la zone de cisaillement du bulbe décollé, qui passe d'une configuration quasiment attachée à une configuration massivement décollée. On peut donc associer la fréquence de battement extraite de l'analyse spectrale à une dynamique spatiale d'ensemble.

On peut donc dès lors interpréter les champs de vitesses d'ordre bas (reconstruits uniquement grâce au premier mode POD) pour divers nombres de Kármán. La [FIGURE 5.18](#) montre, à cet effet, les champs de vitesse correspondant aux minima et maxima de  $a^{(1)}$  respectivement pour les nombres de Kármán  $Re_\tau = 125, 255, 375, 500$  et  $605$ . On constate que le phénomène de battement persiste même pour de hauts nombres de Reynolds et induit une modification significative de l'ensemble du champ de vitesse. En effet on constate un mouvement vertical des isocontours de vitesse qui soulignent l'amplitude du battement et cela même pour des nombres de Kármán élevés ( $Re_\tau = 500$  et  $605$ ).

### 5.3 Synthèse

Les différentes analyses réalisées dans ce chapitre ont permis de mettre en évidence l'activité tourbillonnaire ainsi que sa persistance même pour des nombres de Kármán importants. Tant qu'il existe un décollement, il semble que l'activité tourbillonnaire ainsi que les mécanismes instables associés demeurent. Les fréquences associées aux différentes instabilités ont également été identifiées ainsi que les paramètres dont elles dépendent. L'analyse des modes spaciaux des champs de vitesse PIV a permis de séparer la dynamique du battement de la dynamique d'ensemble. On montre par le biais de la décomposition stochastique (POD) que le premier mode contient dans ce cas à lui seul l'instabilité principale de l'écoulement. Ce résultat vient confirmer que le premier mode de POD n'est pas une approximation uniquement valable du point de vue énergétique, mais également du point de vue de la stabilité. Cette information est très intéressante du point de vue contrôle car cela signifie que ce premier mode contient l'information nécessaire pour définir une stratégie de contrôle efficace.

L'ensemble de ces structures cohérentes à grande échelle présentent des dimensions, des vitesses d'advection et des comportements dynamiques parfois particuliers à l'image des appariements tourbillonnaires rencontrés dans les écoulements cisailés. Le chapitre suivant a pour objet de s'intéresser, en complément à cette étude dynamique, aux caractéristiques physiques de l'écoulement décollé ainsi qu'à la dynamique tourbillonnaire secondaire.

# I Caractéristiques physiques et dynamique tourbillonnaire secondaire

## Sommaire

<b>6.1 Localisation des occurrences et éléments dimensionnels . . . . .</b>	<b>117</b>
6.1.1 Principale zone de détection . . . . .	118
6.1.2 Diamètre moyen des structures cohérentes induites . . . . .	119
6.1.3 Vitesse d'advection . . . . .	119
6.1.4 Répartition des échelles pour $Re_\tau = 125$ . . . . .	121
<b>6.2 Mécanismes dynamiques secondaires . . . . .</b>	<b>123</b>
6.2.1 Appariements tourbillonnaires . . . . .	123
6.2.2 Dynamique tourbillonnaire au sein du bulbe décollé . . . . .	130
<b>6.3 Synthèse . . . . .</b>	<b>131</b>

En vue de clore cette étude expérimentale, il était nécessaire de faire une analyse dimensionnelle des structures mises en jeu en complément des analyses précédentes. Pour cela, nous proposons dans ce chapitre de fournir une description dimensionnelle la plus complète possible des structures cohérentes à grande échelle impliquées dans les mécanismes instables mis en évidence dans le chapitre précédent en utilisant notre base de données expérimentale couvrant une large gamme de nombres de Kármán. Pour cela, nous utiliserons une méthode objective d'extraction, décrite au chapitre 3, nous permettant de fournir des distributions de probabilité caractéristiques des structures cohérentes présentes dans l'écoulement décollé ou induites par celui-ci. Bien que limitée dans le domaine des petites structures (filtrage PIV), cette méthode permet d'identifier les structures à grande échelle participant activement aux instationnarités induites par le décollement. Outre les caractéristiques physiques structurelles, nous nous concentrons sur la dynamique des mécanismes tourbillonnaires secondaires induits par le décollement, et plus précisément sur le phénomène d'appariement tourbillonnaire et la dynamique des fines structures dans la zone de recirculation.

## 6.1 Localisation des occurrences et éléments dimensionnels

Cette partie, basée sur l'algorithme de détection explicité au chapitre 3, a pour objectif dans un premier temps de définir les zones de forte densité en termes de structures cohérentes, puis de caractériser les dimensions principales de ces structures ainsi que leur vitesse d'advection de façon objective. Le décollement ayant une dynamique tridimensionnelle, les structures peuvent s'échapper transversalement, l'ensemble des résultats de ce chapitre, traitant des dimensions et des occurrences des structures cohérentes détectées, doivent donc être vus comme des tendances. La difficulté d'application des autres critères ( $\overline{\Delta}$ ,  $Q$ ,  $\lambda_2$ , etc...)

mentionné au chapitre 3 étant d'estimer les dérivées nécessaires au calcul des différents critères sur la base de donnée expérimentale PIV [126]. La méthode utilisée ici suit entre autres les préconisations de [Carlier et al.](#) [127] et se limite à la détection des structures à relativement grande échelle. En effet la méthode de détection employée ici ne s'intéresse qu'à une catégorie de structures, mais présente l'avantage de ne pas être associée à un seuil de détection arbitraire. Il est donc possible de comparer l'évolution des caractéristiques intrinsèques des structures cohérentes en fonction du nombre de Reynolds, bien que les caractéristiques propres des structures en question ne soient pas parfaitement établies, sachant que les plus fines d'entre elles ne seront pas prises en compte par exemple.

### 6.1.1 Principale zone de détection

L'application de la méthode de détection au champ SR-PIV permet d'obtenir en fonction du nombre de Kármán la répartition des structures cohérentes. La [Figure 6.1](#) donne le nombre de structures cohérentes détectées par image ( $N_{det}/imgs$ ) pour divers nombres de Kármán.

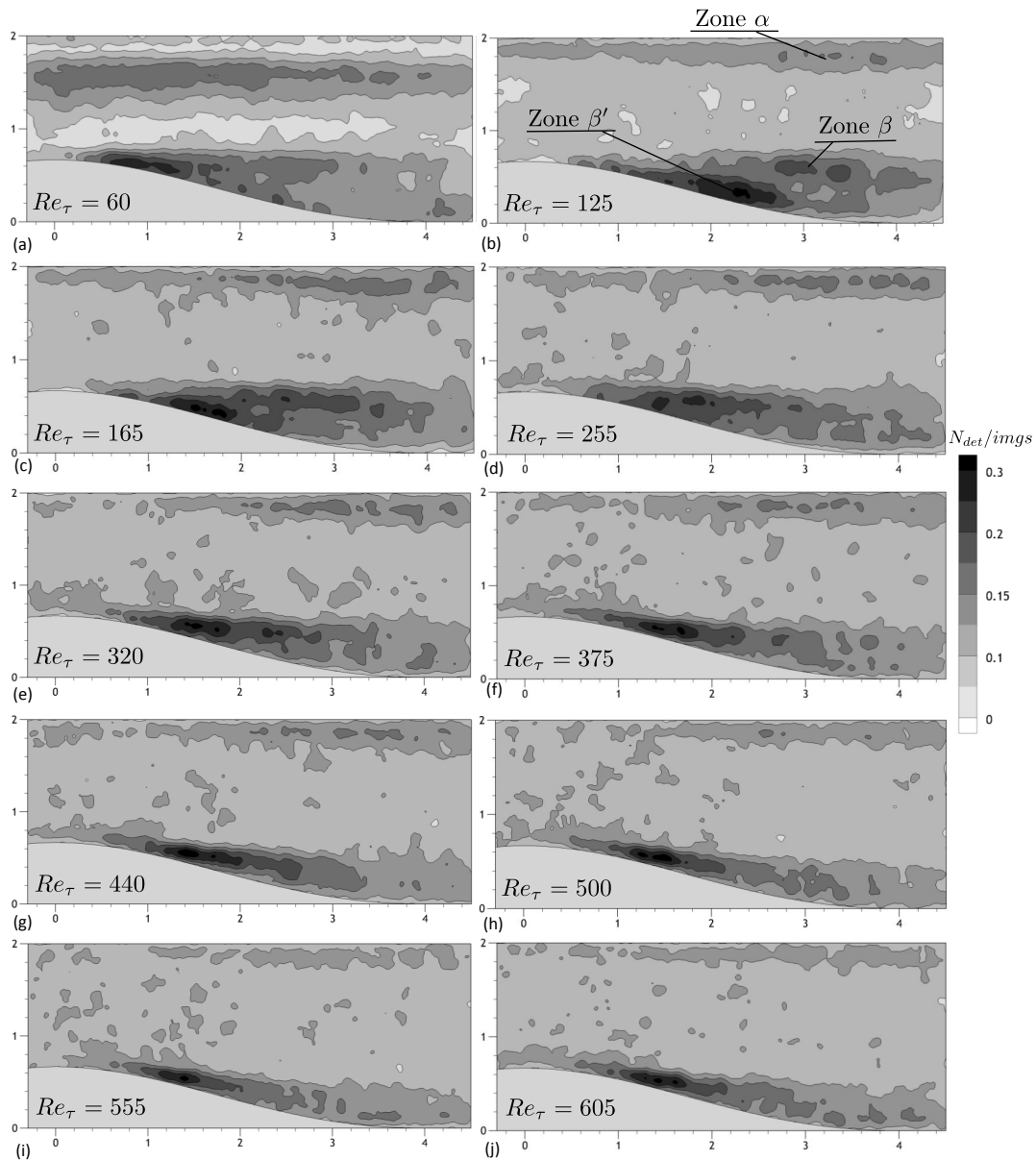


FIGURE 6.1 – Nombre de structures cohérentes détectées par image pour divers nombres de Kármán.

D'une façon générale, on remarque la présence de zones de forte densité qui diffèrent selon le nombre



de Kármán considéré. Pour  $Re_\tau = 60$  (Figure 6.1a), on observe une répartition de détection assez large et relativement répartie dans l'espace. Pour  $Re_\tau = 125$  à 255 (Figures 6.1b à 6.1d), cette répartition est plus localisée, on y observe principalement trois zones de forte densité. La première (Zone  $\alpha$ ) est localisée sur la partie supérieure du canal plan et met en avant l'activité tourbillonnaire de la couche limite sur la paroi supérieure due au gradient de pression adverse. Cette zone d'activités tourbillonnaires a également fait l'objet de remarques au chapitre 2. La seconde (Zone  $\beta$ ), localisée dans la couche de cisaillement, admet un extrema approximativement centré au maximum de production d'énergie cinétique turbulente (§4.3.1.2). Et finalement la troisième (Zone  $\beta'$ ) est localisée dans le bulbe décollé et présente la plus forte concentration de structures cohérentes détectées. Une similitude intéressante est observée entre les détections observées ici et la composante normale de vitesse moyenne (§4.2.1.1), où les extrema correspondent respectivement. En effet le maximum de vitesse normale correspond au pic de la zone  $\beta'$  et son minimum à celui de la zone  $\beta$ . La couche de cisaillement proprement dite est dans ce cas séparée du bulbe décollé. Pour les  $Re_\tau > 165$ , nous observons un comportement assez similaire aux nombres de Kármán précédents à la différence près que les zones  $\beta$  et  $\beta'$  ne sont plus clairement visibles (Figures 6.1e à 6.1j). Ces différentes zones étudiées, correspondant à une forte activité tourbillonnaire, peuvent également être associées à des échelles spécifiques de structures que nous allons maintenant détailler.

### 6.1.2 Diamètre moyen des structures cohérentes induites

En vue de préciser les dimensions moyennes associées à la répartition des structures cohérentes exposées précédemment, nous avons utilisé la démarche exposée au chapitre 3. Les cartographies représentant les dimensions adimensionnées de ces structures (diamètre moyen  $D^*$ ) sont représentées sur la Figure 6.2. On remarque tout d'abord que les tailles moyennes de ces structures diminuent à mesure que le nombre de Kármán augmente, ce qui est en accord avec les visualisations précédentes. On remarque également que les diamètres moyens les plus importants sont situés en fin d'obstacle, là où la section de veine d'essai est la plus grande, et cela quelque soit le nombre de Kármán considéré. En  $x^* \approx 3$ , pour  $Re_\tau = 125$ , le diamètre moyen adimensionné observé dans la couche de cisaillement est de l'ordre de  $D^* \approx 0,30$ , en revanche pour  $Re_\tau = 375$ , le diamètre moyen adimensionné observé est réduit de moitié ( $D^* \approx 0,15$ ). Pour des  $Re_\tau > 555$ , il est plus difficile de conclure, mais l'ensemble des diamètres moyens adimensionnés des structures en présence est dans ce cas clairement inférieur à 0,10. On peut également noter pour l'ensemble des nombres de Kármán et en particulier, de façon très marquée pour  $Re_\tau = 125$ , la présence d'une zone (notée  $T_u$  sur la Figure 6.2b), proche du décollement, où les structures sont de très petite dimension par rapport à l'ensemble des structures présentes dans l'écoulement. Cette zone, correspondant à la région où les fluctuations de vitesse normales sont très faibles (§4.3.1.1), met en avant la présence probable de fines structures provenant de la turbulence induite en amont de l'obstacle. L'augmentation de la taille des structures dans la zone de cisaillement à mesure que l'on s'éloigne du sommet de l'obstacle 2D est cohérente avec l'évolution de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Il est dès lors intéressant de connaître la vitesse d'advection associée en complément de celle estimée lors de l'analyse corrélatoire du chapitre 2.

### 6.1.3 Vitesse d'advection

La vitesse de déplacement propre des structures détectées précédemment peut être estimée et comparée à la vitesse d'advection calculée précédemment par le biais de l'analyse corrélatoire. En première approche et pour le plus bas nombre de Kármán, il est possible d'observer dans la région de décollement le mouvement des structures à grande échelle et l'existence d'un comportement cyclique sur les différents instants successifs. La Figure 6.3 présente ici un exemple, extrait d'une séquence vidéo, de l'enroulement des couches de fluide induit par la couche de cisaillement et menant à un détachement tourbillonnaire. Cette visualisation tomoscopique permet en première approche de décrire l'évolution temporelle des lâchers tourbillonnaires à

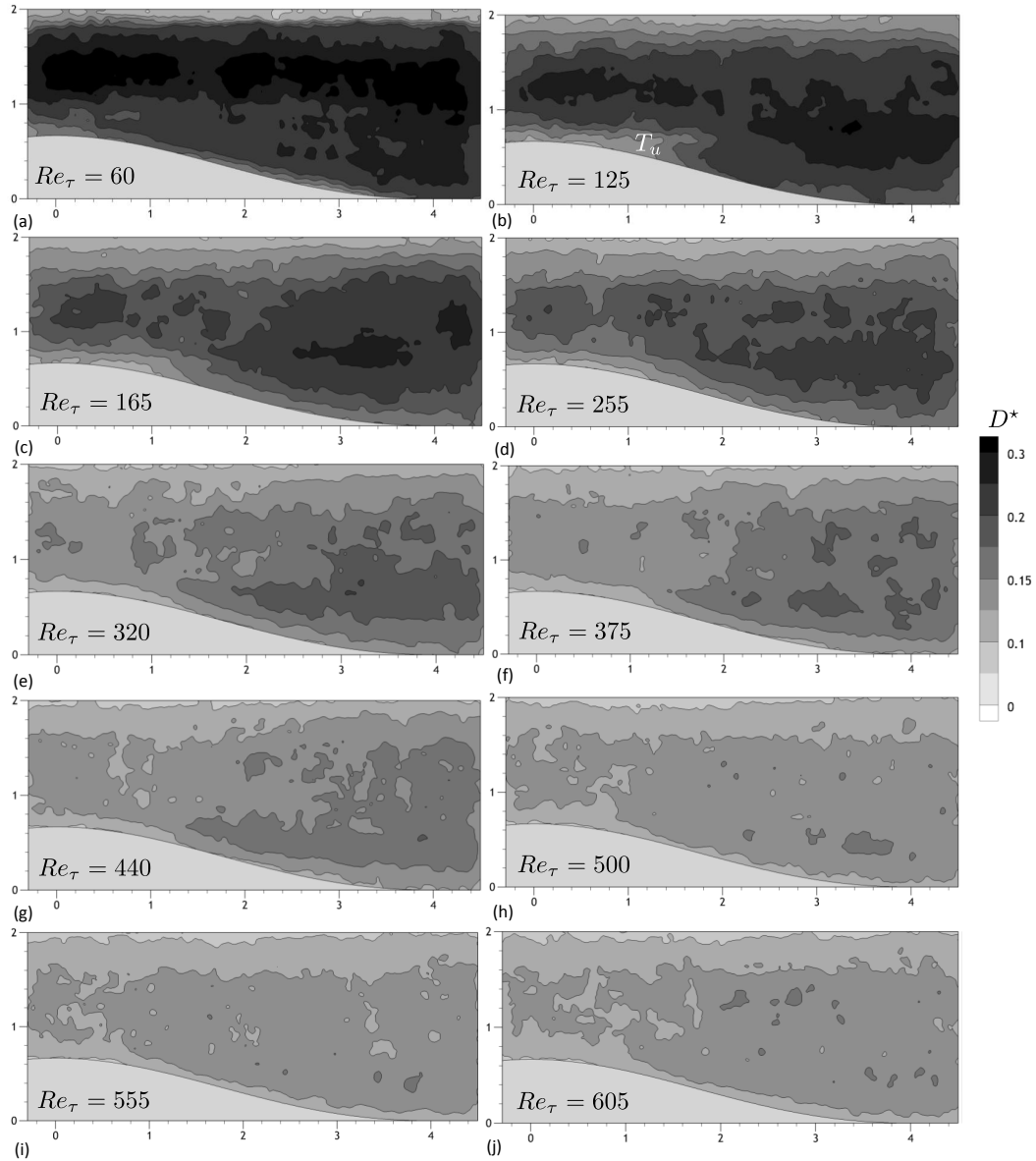


FIGURE 6.2 – Diamètre moyen des structures détectées adimensionnées ( $D^*$ ) pour divers nombres de Kármán.

grande échelle. La vitesse d'advection des tourbillons peut être estimée et est approximativement égale à  $0,5U_b$ . Afin de fournir plus d'informations sur les structures cohérentes observées précédemment, nous avons estimé, par le biais de l'adjonction d'une condition de suivi à la méthode de détection précédente (des données de TR-PIV), les cartographies de vitesse d'advection des structures (Figure 6.4). Même si elles présentent de légères différences avec les cartographies de vitesse d'advection précédentes, les ordres de grandeur des vitesses d'advection ainsi que leur répartition sont assez semblables. Bien que la résolution spatiale, notamment très près de la paroi, de la TR-PIV ne soit pas très bonne, celle-ci met en avant les très faibles vitesses d'advection associées au bulbe décollé. Ces cartographies mettent également en évidence le fait que les vitesses d'advection relatives à la couche de cisaillement sont de l'ordre de la vitesse de convection classiquement usitée de  $0.5U_b$ . Il est à noter cependant que la vitesse négative dans la région de proche paroi induite par l'écoulement de retour, accentue la couche de cisaillement et réduit fortement la vitesse de convection au sein de la couche de cisaillement. Avant de s'intéresser au mécanisme tourbillonnaire secondaire, nous allons détailler la répartition des échelles, en vue d'avoir une vision synthétique de la topologie tourbillonnaire instantanée pour un nombre de Kármán de 125. L'objectif étant de caractériser la répartition d'échelle de structures mises en jeu en vue d'expliquer les difficultés d'extraction des émergences

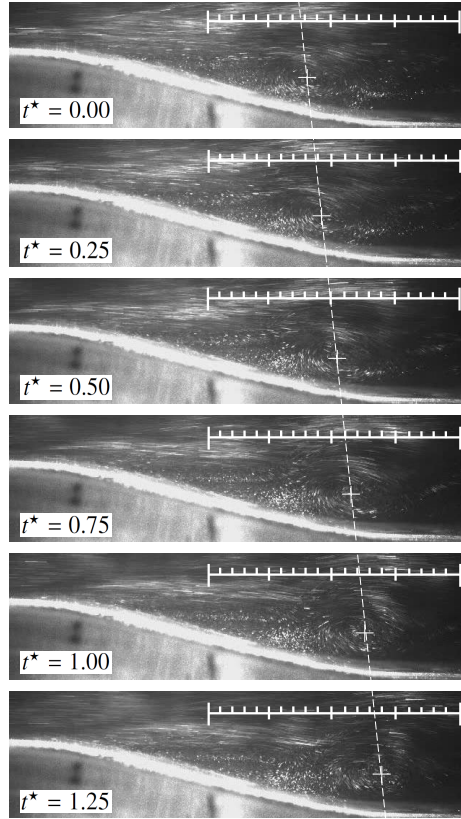


FIGURE 6.3 – Visualisation d'écoulements pour le plus faible nombre de Kármán étudié ( $Re_\tau = 60$ ). La croix montre le centre tourbillonnaire de la structure à grande échelle suivie dans le temps. L'échelle représentée sur la figure correspond à la hauteur du canal plan ( $H$ ).

fréquentielles rencontrées au niveau de l'analyse spectrale.

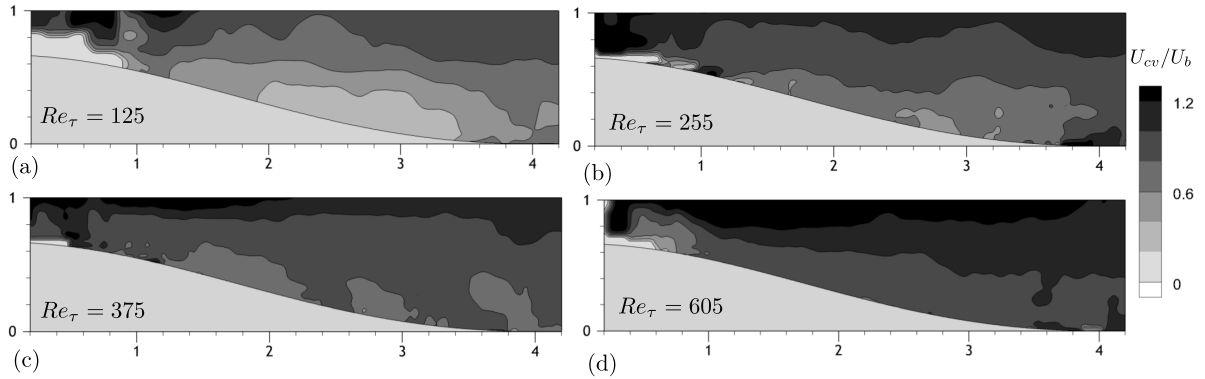


FIGURE 6.4 – Cartographie des vitesses d'advection obtenues par le biais de l'algorithme de suivi de structures, (a)  $Re_\tau = 125$ , (b)  $Re_\tau = 255$ , (c)  $Re_\tau = 375$ , (d)  $Re_\tau = 605$ .

#### 6.1.4 Répartition des échelles pour $Re_\tau = 125$

L'ensemble des phénomènes dynamiques mis en évidence dans cette étude montre des contenus spectraux présentant des émergences large bande, ce qui suggère une répartition d'échelle très variée. Dans l'optique de caractériser cette répartition d'échelle, nous allons détailler celle-ci pour le nombre de Kármán de 125. La Figure 6.5 repère les deux zones d'étude sur lesquelles la répartition des échelles des structures cohérentes détectées ainsi que leurs vitesses d'advection ont été calculées. La première zone (Position 1) est relative à la zone de recirculation, la seconde (Position 2) est quant à elle relative à la couche de cisaillement. La répartition des tailles de structures est ensuite calculée sur l'ensemble de chacune des zones et est présentée

sur la Figure 6.6. On remarque que les dimensions moyennes des structures détectées sont très étendues et cela quelque soit la zone étudiée. Cependant la zone de recirculation est dominée par des structures de faible dimension contrairement à la couche de cisaillement où les structures mises en jeu sont de plus large échelle. La Figure 6.6a met notamment en évidence de fortes variations d'échelles avec l'occurrence de structures de grande échelle marquées par une forte dissymétrie de la densité de probabilité. Cette dissymétrie souligne également l'incursion dans la zone décollée de structures à plus grande échelle associées à la couche de cisaillement (Figure 6.6b) et de part là même le phénomène de battement associé. De façon similaire, la Figure 6.7 présente la répartition des vitesses d'advection qui là également présente des variations importantes. On observe dans la zone de recirculation des variations allant des valeurs positives à des valeurs négatives soulignant le battement du bulbe décollé passant d'un écoulement totalement décollé avec une vitesse d'advection négative à un écoulement quasiment recollé sur l'ensemble de la surface de l'obstacle 2D. Dans le cas de la zone de recirculation la gamme de vitesse d'advection varie de  $-0,4\text{m/s}$  à  $0,3\text{m/s}$ , quant à la zone de cisaillement elle se réduit uniquement à des valeurs positives et cela jusqu'à  $0,3\text{m/s}$  également. Cette répartition d'échelle très étendue pilotée par des mécanismes dynamiques instables suggèrent l'existence d'une dynamique tourbillonnaire secondaire associée à des mouvements structuraux particuliers, associés notamment à la présence et à la cohabitation d'instationnarités de faible et de forte amplitudes. Les acquisitions de TR-PIV ont dans ce cadre permis d'observer certaines d'entre eux dont nous allons discuter maintenant.

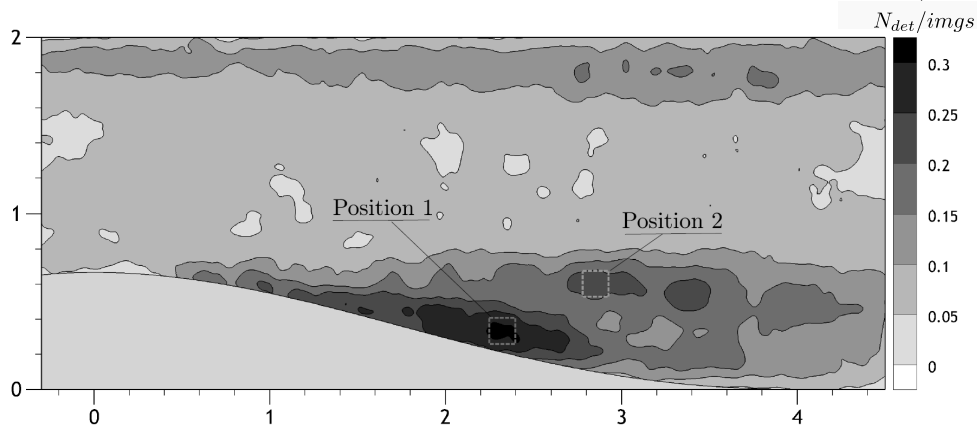


FIGURE 6.5 – Zones isolées (Position 1-Zone de recirculation, Position 2-Couche de cisaillement) pour  $Re_\tau = 125$ .

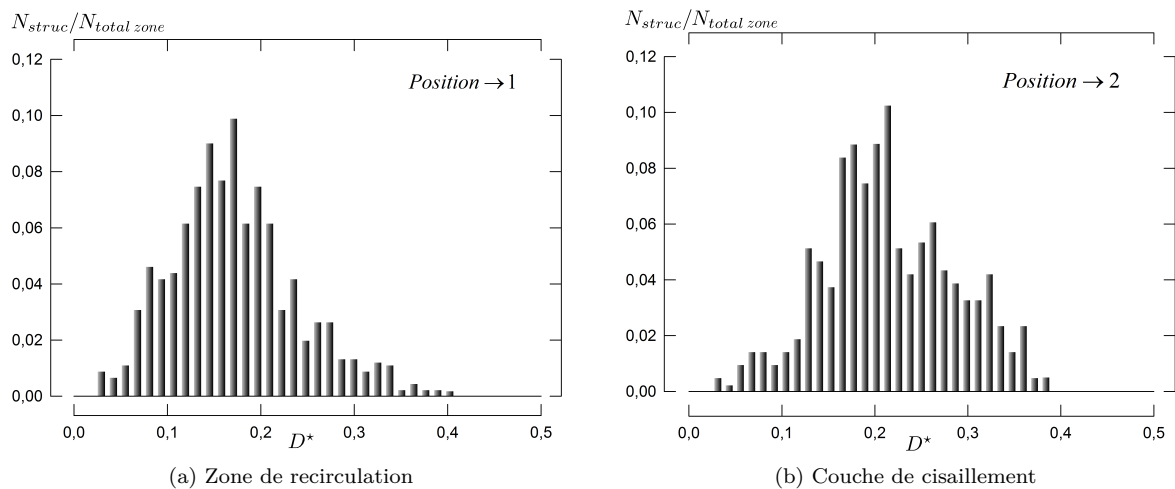
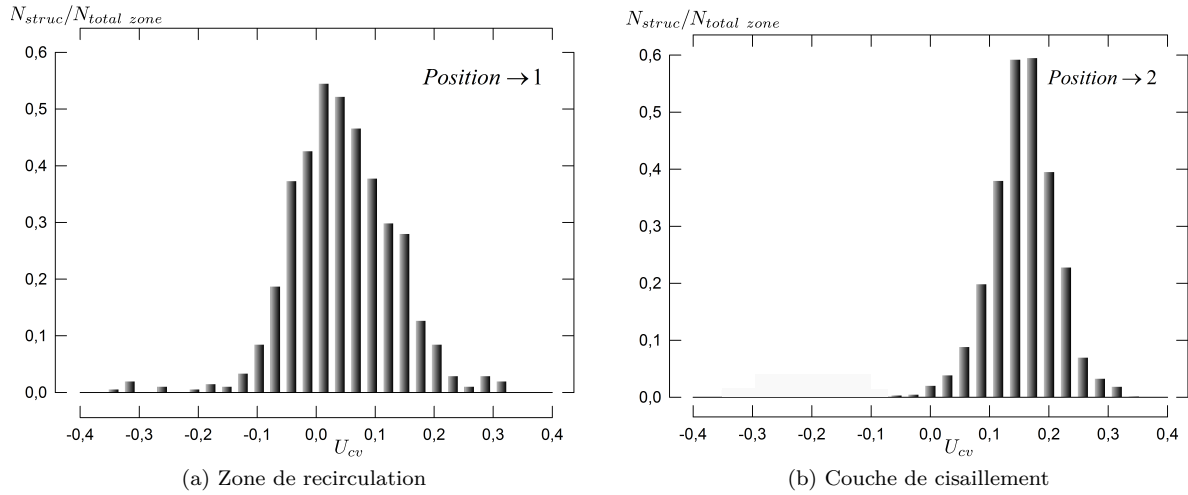


FIGURE 6.6 – Répartition des tailles de structure (diamètre moyen adimensionné par la demi-hauteur du canal) pour  $Re_\tau = 125$ .

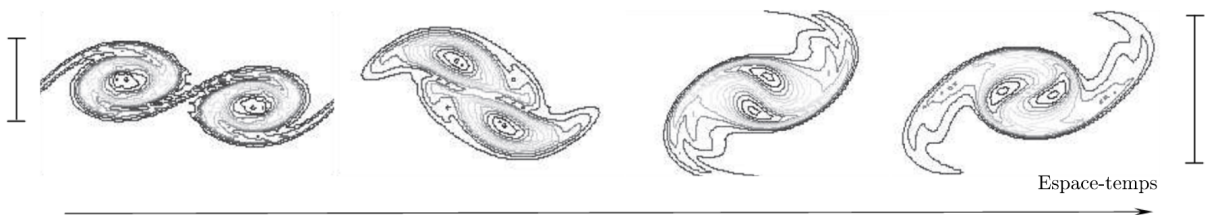
FIGURE 6.7 – Répartition des vitesses d'advection (m/s) pour  $Re_\tau = 125$ .

## 6.2 Mécanismes dynamiques secondaires

La dynamique très complexe mise en évidence précédemment induit également des phénomènes instationnaires secondaires, que nous avons pu identifier. Le premier classiquement observé en couche de mélange est l'appariement tourbillonnaire, le second relève quant à lui de la dynamique tourbillonnaire toute particulière de l'écoulement de retour. L'objectif premier de cette étude est la mise en évidence par l'expérience de ces mécanismes et non pas leur analyse détaillée, bien que certaines interprétations soient avancées quant à leurs origines. L'optique étant de montrer à quel point la dynamique, très fortement non-linéaire, de ce type de décollement est riche et complexe d'un point de vue structurel.

### 6.2.1 Appariements tourbillonnaires

Hormis les instabilités mises en évidence et caractérisées précédemment, un mécanisme instable secondaire a également été identifié par TR-PIV, il consiste en un appariement tourbillonnaire collectif non systématique. L'appariement des structures tourbillonnaires peut apparaître lors de la phase de développement des tourbillons induits par la couche de cisaillement, dominée initialement par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz qui génère une allée pseudo-périodique de tourbillons corotatifs reliés entre eux par une nappe de vorticit   fortement   tir  e. Ces tourbillons sont sensibles    une instabilit   secondaire subharmonique d'appariement de deux rouleaux cons  cutifs, qui augmente significativement l'  paisseur de la couche de cisaillement [108]. Cette instabilit   subharmonique est robuste et   galement observ  e dans des couches de m  lange turbulentes ([109], [110], [111]). L'appariement est une cons  quence de l'entra  nement du fluide ext  rieur qui induit un d  placement vers l'aval et ainsi une fusion de deux structures voisines.

FIGURE 6.8 – Appariement de deux tourbillons illustr   par des contours de la vorticit  . D'apr  s [Lin et al. \[99\]](#).

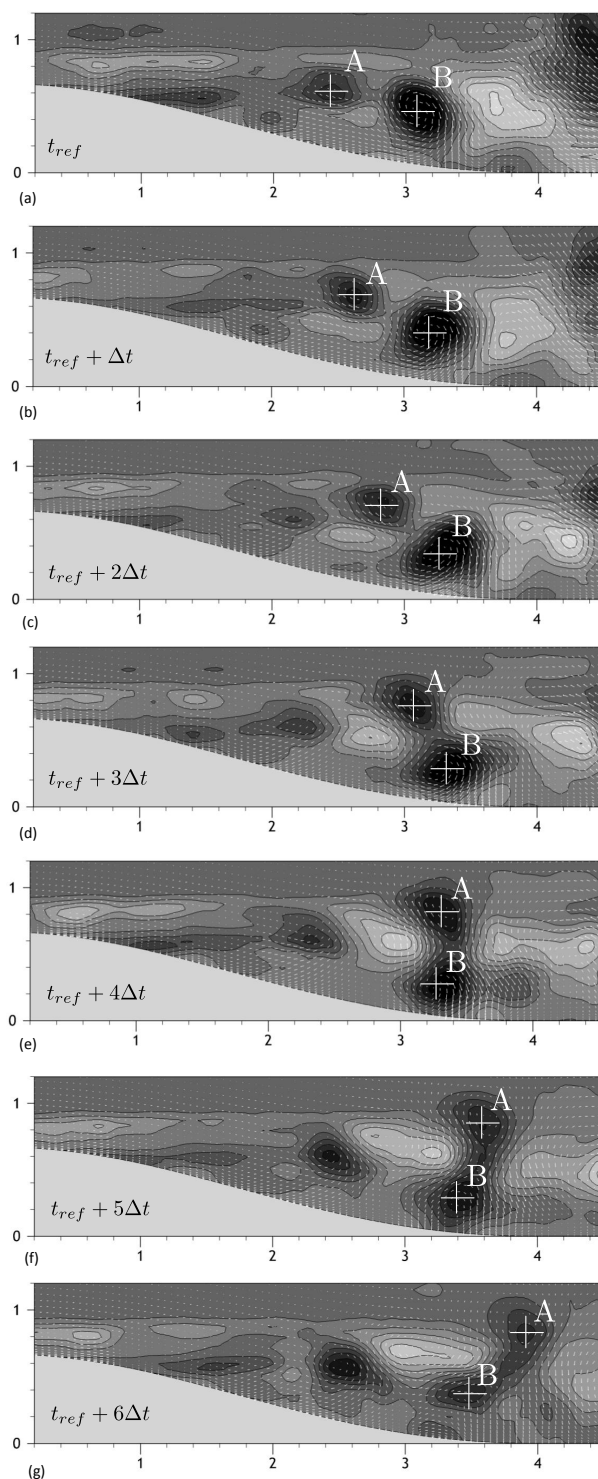


FIGURE 6.9 – Isocontours de vorticité montrant une séquence d'appariement tourbillonnaire collectif extraits des essais de TR-PIV pour  $Re_\tau = 125$ . Les croix modélisent les centres tourbillonnaires des structures A et B. Le temps entre deux clichés est de  $\Delta t = 13,3\text{ms}$ .

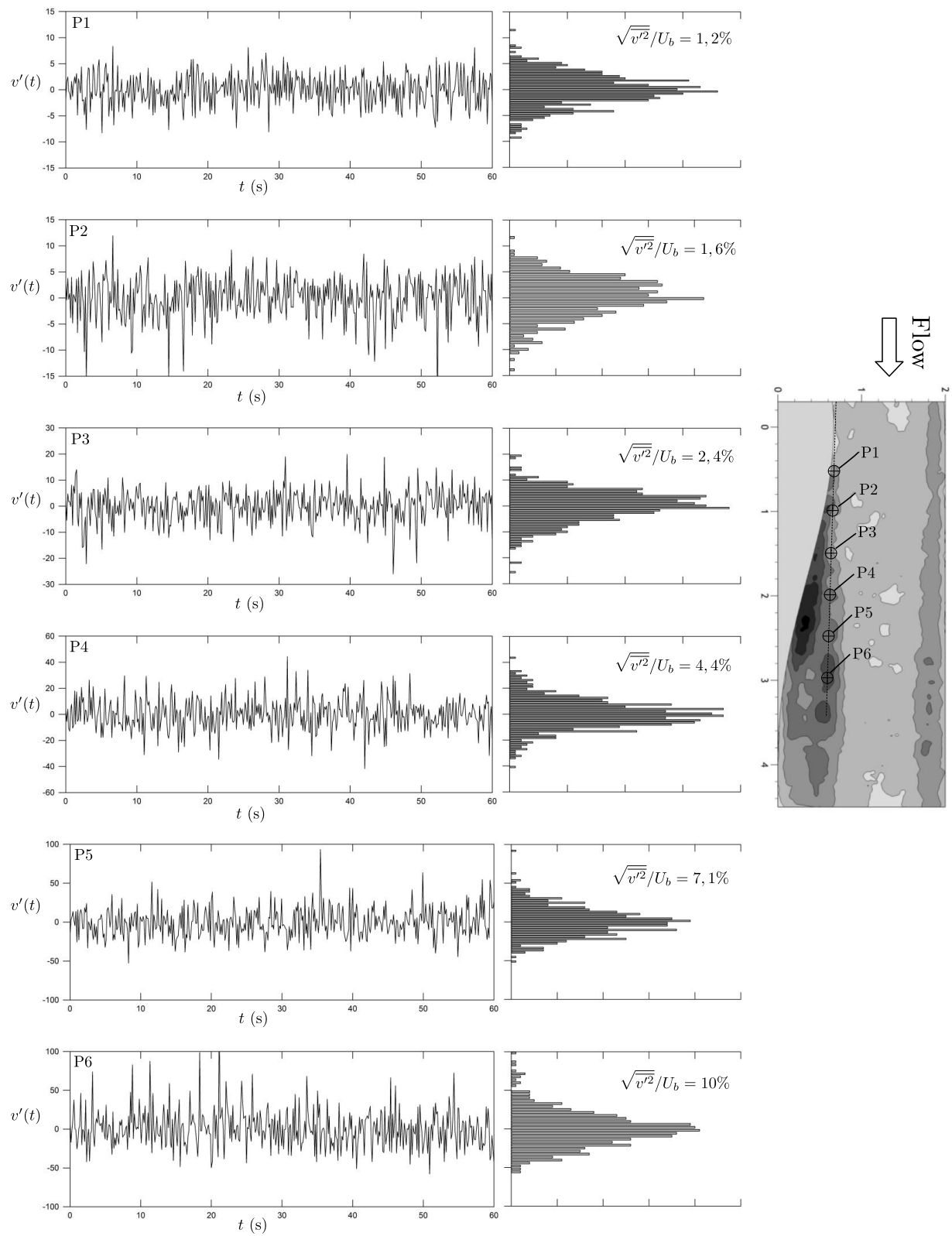


FIGURE 6.10 – Amplitude des fluctuations de vitesse normale le long de la couche de cisaillement pour  $Re_\tau = 125$ .



La Figure 6.8 montre deux tourbillons primaires de Kelvin-Helmholtz consécutifs qui s'enroulent l'un autour de l'autre par induction mutuelle conduisant à un tourbillon secondaire de Kelvin-Helmholtz de plus grande taille. Ce processus peut se poursuivre et contribuer sensiblement à la tridimensionnalité de l'écoulement et à l'épaississement de la couche de cisaillement. A titre d'exemple la Figure 6.9 montre un court extrait d'une séquence de TR-PIV pour le nombre de Kármán de 125. Cette figure montre un appariement tourbillonnaire typiquement observé sur l'ensemble des acquisitions, mais clairement visible à faible nombre de Kármán. La séquence d'appariement tourbillonnaire comporte plusieurs phases et débute par un ralentissement de l'écoulement. Ce ralentissement de l'écoulement en aval des structures (A et B), qui vont fusionner par la suite, est dû généralement à un mouvement tourbillonnaire contrarotatif induit par le tourbillon primaire (particulièrement violent) de Kelvin-Helmholtz placé juste devant la structure B (Figure 6.9a). Ce ralentissement a pour effet de faire basculer vers le bas la structure B et ainsi diminuer sa vitesse d'advection au profit de la structure A qui gagne "en altitude" et prend de la vitesse (Figures 6.9b à 6.9d). La structure A passe au dessus de la structure B (Figure 6.9e), qui par effet d'entraînement l'attire (Figures 6.9f à 6.9g) et amorce l'appariement. Un temps de retournement peut également être estimé et est de l'ordre de  $6 \times H/U_b$ . Ce temps de retournement semble relativement constant quelque soit le nombre de Kármán considéré. Cette instabilité secondaire n'est pas systématique (comme nous le verrons par la suite sur les Figures 6.13 et 6.14 montrant une plus longue séquence d'images) et dépend à priori, au vu des différentes séquences vidéo acquises, à la fois de la position de la couche de cisaillement, qui semble être un paramètre pilotant l'apparition d'un appariement tourbillonnaire, et également du nombre de Kármán. Nous allons détailler dans les paragraphes suivants l'effet de ces deux paramètres sur l'apparition du phénomène d'appariement.

### 6.2.1.1 Rôle du battement de la couche cisailée

L'amplitude de l'oscillation de la couche de cisaillement induite par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz croît le long de la couche de cisaillement comme nous l'avons vu précédemment. Le battement engendré de cette couche porteuse de structures tourbillonnaires joue un rôle important dans le mécanisme à l'origine de l'appariement tourbillonnaire. Dans un premier temps, et en vue de souligner ce rôle, nous allons analyser les fluctuations de vitesse normale dans la couche de cisaillement comme nous l'avons fait au chapitre 4 lors de l'analyse statistique, mais en s'intéressant ici au lien avec les structures de la couche de cisaillement.

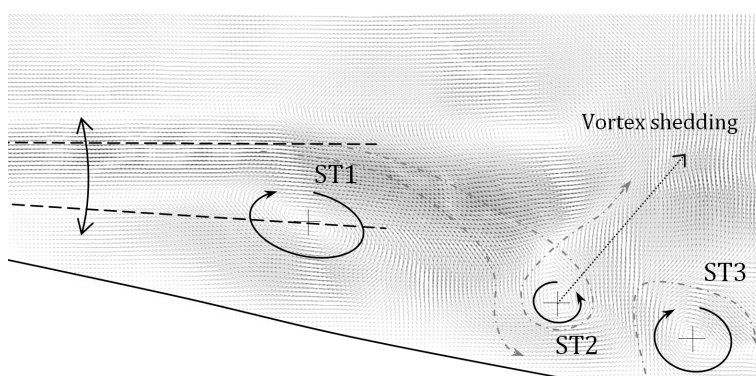


FIGURE 6.11 – Illustration du rôle de l'oscillation de la couche de cisaillement dans l'apparition du phénomène d'appariement à travers un cliché fluctuant de vitesse pour  $Re_\tau = 125$ .

La Figure 6.10 montre à titre illustratif la répartition des fluctuations de vitesse normale en différentes positions le long de la couche de cisaillement pour  $Re_\tau = 125$ . On remarque d'une façon générale une corrélation importante entre la taille des structures détectées et l'amplitude des fluctuations normales de vitesse qui tendent à augmenter à mesure que l'on se rapproche du pic de production d'énergie cinétique turbulente de la couche de cisaillement. La croissance de ces fluctuations est assez faible jusqu'à  $x^* = 1,5$  pour ensuite fortement augmenter conformément aux structures cohérentes localement détectées. Ces fortes fluctuations enregistrées dans cette zone sont à rapprocher de la "saturation" du mode oscillatoire



de Kelvin-Helmoltz menant au lâcher tourbillonnaire. Si maintenant nous nous intéressons non plus à l'aspect statistique, mais à la position instantanée de la couche de cisaillement, on observe que le battement (ou l'oscillation) de la couche de cisaillement engendre un déplacement tourbillonnaire dans la région de proche paroi vers l'extérieur et inversement de sorte à favoriser à la fois le détachement tourbillonnaire et l'appariement. La Figure 6.11 montre un cliché fluctuant de vitesse mettant en avant un scénario expliquant en partie la dynamique d'appariement. La couche de cisaillement porteuse de structures tourbillonnaires (illustré par la structure ST1 sur la Figure 6.11) oscille dans un mouvement de battement relativement lent, comme détaillé dans le chapitre 5 (flapping). Elle induit d'une part, dans sa phase de descente, des structures en région de proche paroi (ST3), mais également, dans sa phase de remontée, des structures qui tendent à advecter vers les couches externes de l'écoulement (ST2). Ces modifications topologiques conformes à celles observées pour les corps épais [112] sont probablement en lien avec les appariements observés expérimentalement, mais les effets Reynolds semblent également avoir une incidence sur cette dynamique secondaire.

### 6.2.1.2 Effets Reynolds

Nous avons, à travers les observations précédentes, mis en évidence les liens entretenus entre la couche de cisaillement et l'appariement tourbillonnaire. Nous allons maintenant souligner la dépendance au nombre de Kármán de la fréquence (ou de la probabilité) d'apparition du phénomène d'appariement. La Figure 6.12 représente à ce titre les champs fluctuants de vorticité pour quatre nombres de Kármán ( $Re_\tau = 125, 255, 375$  et  $605$ ). Les lignes en pointillés ainsi que les croix désignent respectivement la ligne moyenne de cisaillement ainsi que les centres tourbillonnaires des structures émises de la couche de cisaillement. On peut remarquer qu'à mesure que le nombre de Kármán augmente, bien que la ligne moyenne de cisaillement se rapproche de la paroi, les structures à grandes échelles restent relativement éloignées de la paroi. Cette remarque explique en partie pourquoi l'on observe moins d'appariements à haut nombre de Kármán qu'à nombre de Kármán modéré. En effet, le battement de la couche de cisaillement ne semble plus suffisamment ample pour entrecroiser les structures, qui s'écartent naturellement de la paroi.

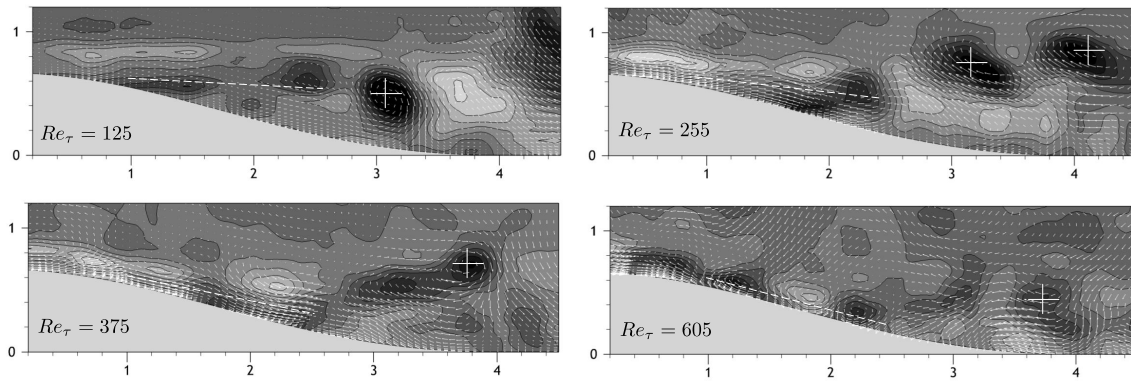
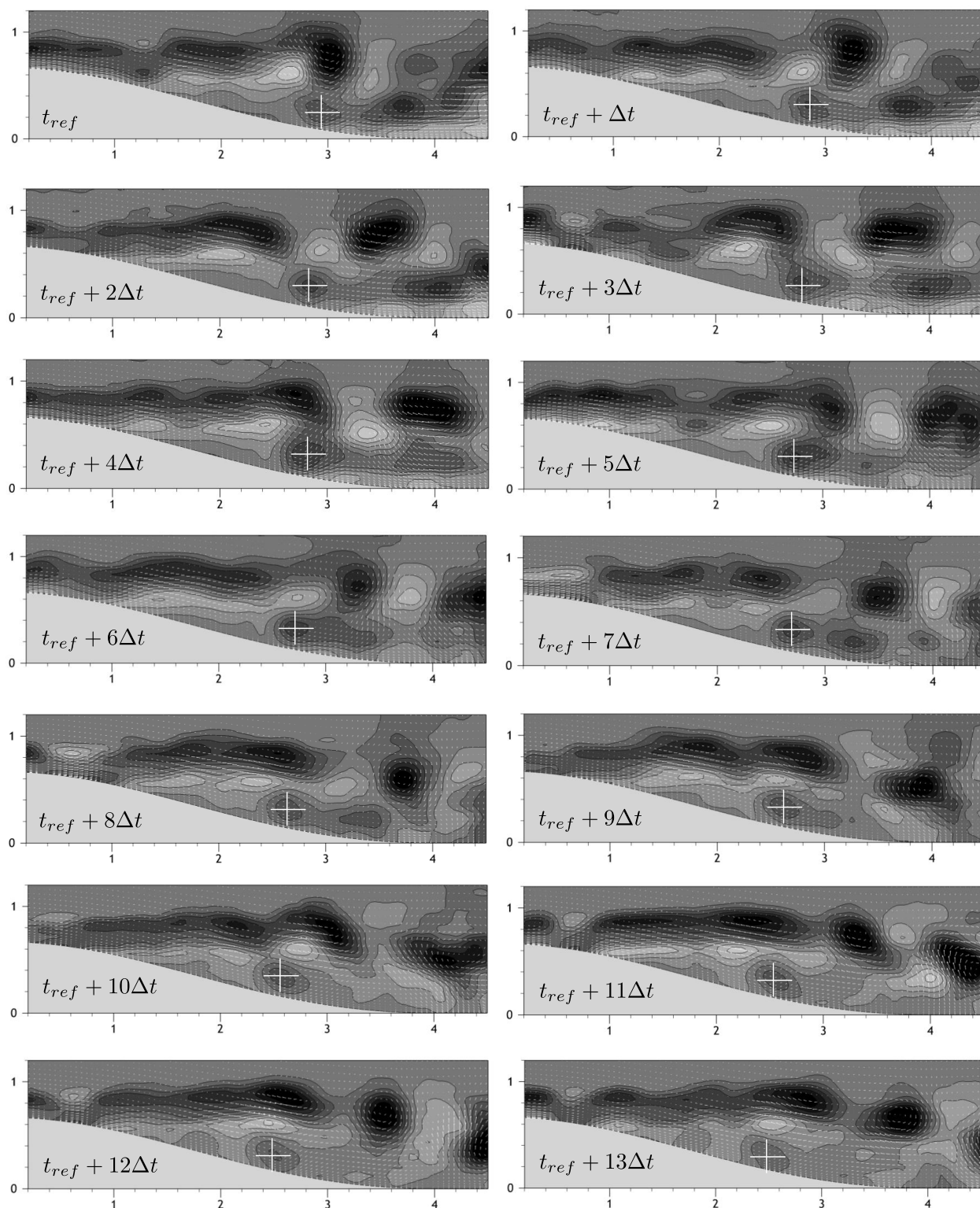
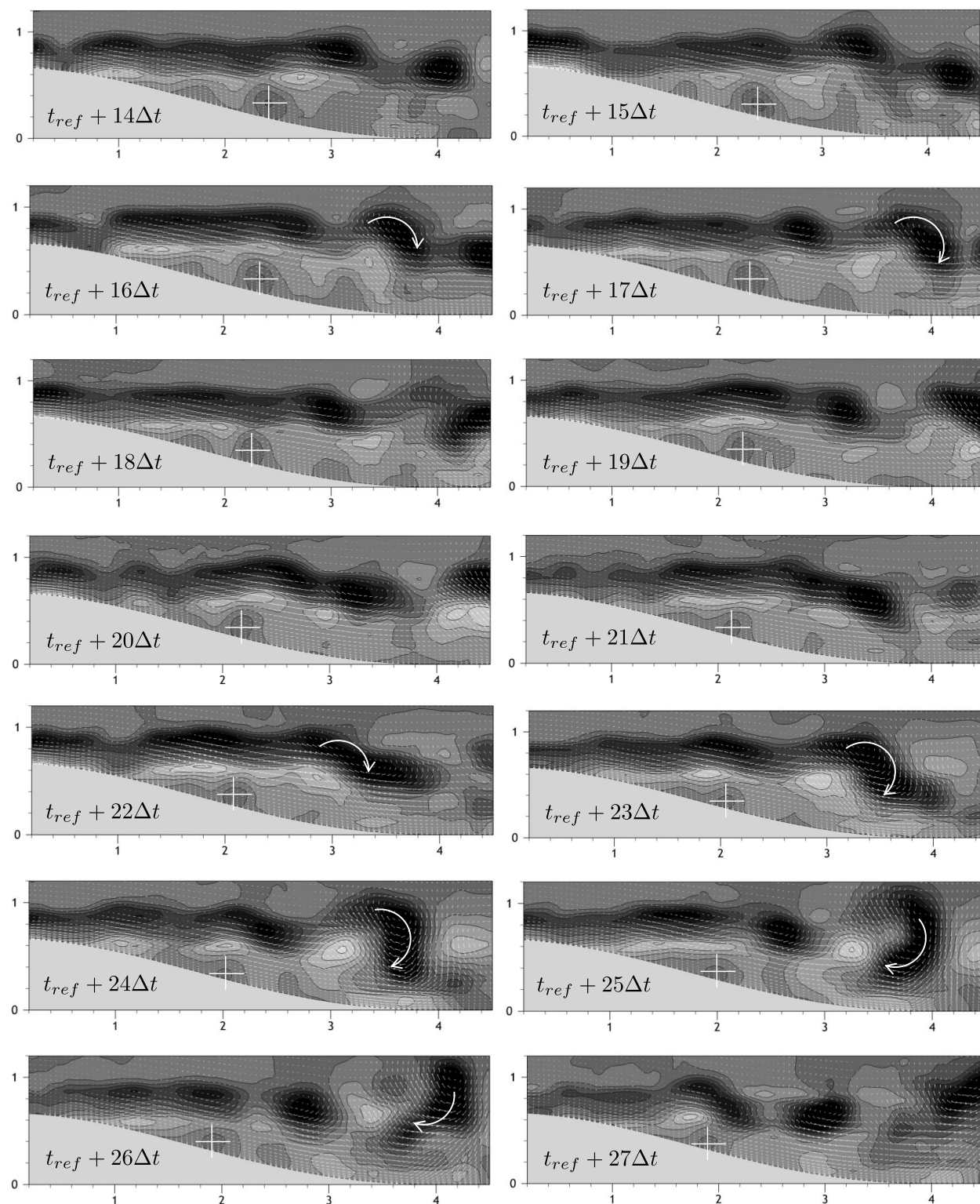


FIGURE 6.12 – Champs fluctuants de vorticité pour  $Re_\tau = 125, 255, 375$  et  $605$ .

Lors de l'analyse, en région de proche paroi de la couche de cisaillement, nous avons également observé, au sein du bulbe décollé, un phénomène tourbillonnaire singulier que nous proposons de détailler dans la suite de ce chapitre.

FIGURE 6.13 – Séquence de clichés fluctuants de vorticité extraits de la TR-PIV pour  $Re_\tau = 125$ .

FIGURE 6.14 – Séquence de clichés fluctuants de vorticité extraits de la TR-PIV pour  $Re_\tau = 125$  (suite).

### 6.2.2 Dynamique tourbillonnaire au sein du bulbe décollé

Si nous nous intéressons maintenant à la zone de recirculation, là où les mouvements advectifs sont très lents, on constate en examinant attentivement les clichés fluctuants de TR-PIV, que certaines structures gardant leur cohérence sur des temps très longs, présentent un comportement singulier. En effet, le mouvement advectif de certaines structures internes à la zone de recirculation peut être observé très clairement particulièrement pour de faibles nombres de Kármán. Les Figures 6.13 et 6.14, décrivent une séquence de clichés fluctuants où l'on peut suivre une structure se déplaçant au sein de la zone de recirculation et cela suivant l'amont. La structure suivie est repérée par une croix blanche sur ces figures. Cette structure qui évolue dans la zone de recirculation, remonte l'écoulement le long de l'obstacle. On peut d'ailleurs estimer sa vitesse d'advection, qui est de l'ordre de  $0,13U_b$  vers l'amont. Cette valeur est en accord avec les cartographies de vitesse de convection de la Figure 6.4 où une zone de basse vitesse de convection est identifiée entre  $3 > x^* > 2$  pour  $Re_\tau = 125$ . On remarque également sur cet ensemble de clichés l'ondulation de la couche de cisaillement ainsi que les lâchers tourbillonnaires et deux phases d'appariement tourbillonnaire. On constate aussi sur ces clichés que les phases d'appariement tourbillonnaire ne sont pas systématiques et aussi la présence de structures contrarotatives générées par l'effet d'entraînement des structures tourbillonnaires primaires de Kelvin-Helmholtz.

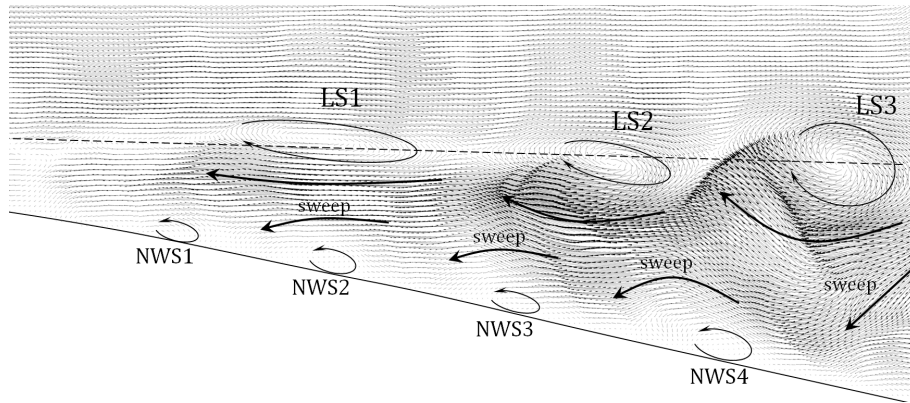


FIGURE 6.15 – Cliché d'un champ de vitesse fluctuante pour  $Re_\tau = 125$  illustrant le mécanisme dynamique induisant des mouvements tourbillonnaires vers l'amont dans la zone de recirculation.

Une inspection détaillée d'un cliché fluctuant de vitesse extrait de la SR-PIV pour ce même nombre de Reynolds dans la zone de recirculation apporte des compléments d'information. En effet, sur la Figure 6.15 qui présente la topologie de l'écoulement fluctuant et qui souligne en particulier les effets d'entraînement des structures primaires de Kelvin-Helmholtz, on constate dans la région de proche paroi la présence de petites structures qui advectent vers l'amont. La couche de cisaillement qui est à l'origine des structures primaires de Kelvin-Helmholtz (notées LS1, LS2, LS3) s'élargit à mesure que celles-ci s'écartent de la paroi. Cet élargissement favorise l'épanouissement dans la direction normale des structures primaires qui, comme nous l'avons vu précédemment (Figure 6.4), sont le siège de fortes fluctuations de vitesse normale (Figure 6.15). Ces fluctuations de vitesse, par effet d'entraînement, induisent des mouvements de balayage localisés de façon systématique entre deux structures primaires de Kelvin-Helmholtz. Ces balayages sont d'autant plus violents que la structure primaire associée a une vorticité importante. Cette succession de balayages des couches fluides vers la paroi génère un ensemble de structures qui tendent à remonter l'écoulement (notées NWS1   NWS4). Ce mécanisme est clairement observé pour les faibles nombres de Kármán jusque  $Re_\tau = 225$ . Pour les nombres de Kármán supérieurs, ce mécanisme n'est plus clairement visible de part la faible dimension des structures mises en jeu.

## 6.3 Synthèse

Ce chapitre nous a permis de caractériser la répartition des structures cohérentes induites par l'écoulement décollé et a montré la large gamme d'échelles associée aux structures présentes dans la couche de cisaillement. Cette large gamme d'échelles explique en partie le fait que les émergences détectées au chapitre précédent soient large bande. Nous avons également identifié des phénomènes d'appariement tourbillonnaire associés aux phénomènes de décollement qui s'apparentent aux appariements observés dans le cas d'une couche de mélange. Ces appariements tourbillonnaires semblent associés au phénomène de battement du bulbe décollé et tendent à disparaître à mesure que le nombre de Karman augmente. Le fait que cette instabilité secondaire subharmonique n'est pas révélé par l'analyse spectrale est probablement dû à sa faible occurrence (phénomène pas systématique). Finalement la mise en évidence de mouvements d'advection pariétaux dans la zone de recirculation a été également reliée aux mouvements d'entraînement des structures primaires de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. Cette dynamique particulière au sein de l'écoulement de retour induit une difficulté supplémentaire pour le contrôle réactif. En effet, dans ce contexte l'une des questions est de savoir si une prise d'information pariétale permet d'obtenir l'état de la couche de cisaillement en vue d'une action amont appropriée.

# ■ Conclusion générale et perspectives

## Conclusion générale

L'objet principal de ce mémoire a été d'apporter une contribution expérimentale dans une perspective de contrôle d'écoulements décollés. Notre contribution a porté principalement sur la caractérisation des phénomènes instationnaires, ainsi que sur les instabilités associées à un écoulement décollé induit par un gradient de pression adverse et un effet de courbure. Le survol de la littérature a débuté par les principes généraux du concept de décollement de couche limite, la physique associée, ainsi que la dynamique des différentes structures cohérentes mises en jeu lors du décollement de couche limite. A la lumière de ces mécanismes présents dans un écoulement décollé, nous nous sommes intéressés aux moyens d'investigation les plus adaptés à la caractérisation instationnaire de l'écoulement avec une attention particulière portée à la méthode électrochimique, qui bien que présentant l'inconvénient dans notre cas de ne pas estimer le sens de l'écoulement, s'avère être très pertinente en vue d'apprécier les fréquences émergentes associées au battement de la couche de cisaillement. En effet, cette technique, contrairement aux autres alternatives (films chauds, etc...), offre la possibilité de placer de nombreuses sondes proches les unes des autres, permettant ainsi une analyse corrélatoire et fréquentielle suffisamment résolue spatialement pour appréhender des phénomènes instables décelables que très localement.

Concernant l'apport scientifique de ce travail, nous avons en tout premier lieu établi une base de données expérimentale très étoffée, permettant grâce à diverses études numériques une comparaison directe entre les calculs et l'expérience et en particulier la validation des simulations numériques de [Marquillie \*et al.\*](#) [33] et de [Laval \*et al.\*](#) [53]. L'écoulement décollé étudié autour d'un obstacle 2D a été analysé pour une large gamme de nombres de Kármán à travers l'utilisation de diverses techniques de mesures permettant une description physique la plus complète possible. Les mesures ont été réalisées pour les 12 nombres de Kármán allant de 60 à 730 avec une attention particulière au nombre de Kármán 125 et aux trois nombres de Kármán proches de ceux de utilisés pour les simulations numériques cibles ([33], [53]). Ces derniers étant des cas tests définis au sein du programme européen AVERT, coordonnés par le Laboratoire de Mécanique de Lille. Afin de permettre une comparaison avec des simulations numériques hautement résolues (DNS), l'obstacle 2D a été placé dans un environnement confiné semblable (fort coefficient de blocage) à la configuration employée numériquement.

La première partie de cette thèse (chapitre 4), a permis une caractérisation de la topologie moyenne (au sens de Reynolds) de l'écoulement décollé se développant en aval de l'obstacle 2D défini précédemment. Cette étude, basée sur l'analyse des grandeurs moyennes de l'écoulement décollé, souligne notamment les effets Reynolds très importants sur cette configuration. La gamme des nombres de Kármán, choisie de sorte à englober à la fois de bas et de hauts nombres de Kármán, permet de caractériser les effets inertiels qui réduisent le décollement. En effet, celui-ci passe, à mesure que le nombre de Kármán augmente,



d'une configuration massivement décollée à une configuration ne présentant plus de décollement. L'étude des champs moyens stationnaires a permis de dégager la topologie des différentes quantités intervenant dans les équations moyennes du mouvement, à savoir les composantes du mouvement moyen, ainsi que les contraintes turbulentes et la production d'énergie cinétique turbulente. Les résultats obtenus sont en bon accord avec différentes études numériques sur le sujet. L'analyse de l'évolution de ces quantités en fonction du nombre de Kármán a montré principalement deux effets. En premier lieu, le fait que la zone de recirculation se réduit quand le nombre de Kármán augmente est lié à production de fines structures qui interagissent avec l'écoulement décollé augmentant ainsi fortement les quantités turbulentes et les instationnarités induites. Cette analyse pour les différents nombres de Kármán a clairement confirmé que l'augmentation des contraintes turbulentes est directement liée à la diminution de la zone décollée. En second lieu, cette étude a montré que les mesures PIV utilisées pour valider des simulations numériques peuvent être prises en défaut pour de hauts nombres de Kármán de par la taille des fines structures turbulentes mises en jeu dont l'apport en termes d'activité instationnaire est considérable.

La seconde partie de cette thèse (chapitre 5) a été consacrée à l'analyse des fluctuations et des phénomènes instables (établie dans cette configuration à bas nombre de Kármán par [Passaggia et al. \[31\]](#)). Après une mise en évidence des mécanismes instables induits par le décollement de couche limite, à travers des visualisations et des champs instantanés de vitesse, leur persistance à haut nombre de Kármán a également été démontrée. L'étude a porté sur trois types d'analyses complémentaires en vue d'étudier plus finement les occurrences des phénomènes tourbillonnaires pseudo-périodiques. La première concerne l'étude des contenus spectraux des fluctuations de frottement pariétal et de vitesse. Celle-ci sera complétée par une analyse corrélatoire spatio-temporelle. La dernière a quant à elle fait l'objet d'une analyse stochastique par POD, où une décomposition spectrale des phénomènes instables a également été mise en oeuvre. L'optique étant ici d'associer les émergences fréquentielles aux diverses instabilités induites par le décollement de couche limite et également d'identifier spatialement leur évolution. L'analyse spectrale des signaux temporels de vitesse dans le sillage et de frottement à la paroi a mis en évidence le caractère à la fois organisé et chaotique de l'écoulement décollé. Les densités spectrales de puissance montrent en effet la présence d'émergences large bande soulignant la présence de phénomènes tourbillonnaires dont la distribution en termes dimensionnel et temporel est relativement étendue, évoquant une dynamique relativement complexe. Trois phénomènes instables ont été mis en évidence : le battement du bulbe décollé (également appelé mouvement de "respiration" du bulbe décollé), l'oscillation de la couche de cisaillement (instabilité de Kelvin-Helmholtz) et le lâcher tourbillonnaire. Il est à noter également que le phénomène de battement (très basse fréquence), n'a pu être mis en évidence que par les mesures des fluctuations de frottement pariétal, les mesures anémométriques sur les deux composantes n'ont en effet pas permis de déceler le phénomène. Cette dernière observation a également été soulevée par [Cherry et al. \[10\]](#) : seules les mesures de pression instationnaire à la paroi ont permis sa mise en évidence dans le cas d'un décollement induit par un écoulement affleurant une marche descendante.

Cette étude a permis d'associer les trois instabilités identifiées à certains paramètres clés dimensionnant leur dynamique, c'est-à-dire :

- La fréquence du battement de la couche de cisaillement semble constante quelque soit le nombre de Kármán dans une région allant du décollement à  $x/L_R = 0.2-0.5$ , elle est égale à  $f_{Bat} \approx 0.12 \times U_c/L_R$ . Le phénomène de battement est donc clairement lié au bulbe décollé dans son intégralité et la longueur caractéristique est la longueur de décollement  $L_R$ ,
- La fréquence de l'oscillation de Kelvin-Helmholtz évolue en fonction de la distance vis-à-vis du sommet de l'obstacle. Cette fréquence semble plus ou moins stable en fonction du nombre de Kármán et égale à  $f_{KH} \approx 0,23 \pm 0,05 \times U_{cv}/\delta_{\omega\perp}$ , lorsqu'elle est adimensionnée par rapport à l'épaisseur de vorticité,à,
- La fréquence de lâcher tourbillonnaire est quant à elle dépendante du nombre de Kármán quand elle est adimensionnée par la longueur de décollement  $L_R$ , mais clairement indépendante de celui-ci lorsqu'elle

est adimensionnée par rapport à la hauteur de l'obstacle c'est-à-dire  $h$  (comme c'est le cas pour un cylindre). La fréquence du phénomène de lâcher tourbillonnaire est donc égale à  $f_{shed} \approx 0.2 \times U_c/h$  et elle est pilotée par la hauteur de l'obstacle.

Les fréquences de ces phénomènes instables en lien avec leur dynamique ont ensuite été associées à une morphologie spatiale particulière par une analyse corrélatoire et une décomposition propre orthogonale POD. En effet, la mise en évidence de structures cohérentes au sein de l'écoulement étudié implique d'extraire la composante organisée du mouvement de la partie aléatoire résiduelle. Pour ceci, nous avons utilisé deux approches : l'analyse corrélatoire, qui est basée sur les similitudes spatio-temporelles des champs PIV (résolue en temps) et également des signaux des fluctuations de frottement pariétal pris de façon synchrone et exploitant le caractère quasi-périodique bien prononcé de certaines instabilités de l'écoulement décollé, et la décomposition propre orthogonale qui s'affranchit de l'hypothèse de périodicité et peut être réalisée sur des champs PIV non-résolus spatialement. L'analyse corrélatoire a permis d'observer la dynamique de la couche de cisaillement ainsi que celle associée au bulbe décollé et ainsi de voir que les mouvements des structures organisées sont pilotés par la dynamique en lien avec les mécanismes instables induits par l'écoulement décollé. La décomposition POD donne plus d'informations sur la morphologie générale des phénomènes instables et permet en particulier d'extraire du champ de l'écoulement la dynamique du battement qui est la plus énergétique dans le cas présent. Cette approche ouvre ainsi la possibilité de concevoir un modèle réduit dynamique associé au battement.

La dernière partie de cette thèse est consacrée à la caractérisation physique des structures cohérentes induites par le décollement et à la dynamique tourbillonnaire secondaire. Ce dernier a permis de caractériser la répartition des structures cohérentes induites par l'écoulement décollé et a montré la large gamme d'échelle associée aux structures présentes dans la couche de cisaillement. Cette large gamme d'échelles a permis d'expliquer en partie le fait que les émergences détectées au chapitre précédent soient large bande. Nous avons également identifié des phénomènes d'appariement tourbillonnaire associés aux phénomènes de décollement qui s'apparentent aux appariements observés dans le cas d'une couche de mélange. Ces appariements tourbillonnaires semblent associés au phénomène de battement du bulbe décollé et tendent à disparaître à mesure que le nombre de Karman augmente. Finalement la mise en évidence de mouvements d'advection pariétaux dans la zone de recirculation a été également reliée aux mouvements d'entraînement des structures primaires de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

## Perspectives

Les perspectives de ce travail de thèse sont multiples, de part la richesse du sujet. Mais deux voies de recherche en particulier semblent très pertinentes.

La première consisterait à étudier l'écoulement se développant sur un obstacle 3D. Cette perspective de recherche a d'ailleurs fait l'objet d'une proposition d'ANR (ANR DUNES) en partenariat avec le laboratoire DYNFLUID et le laboratoire de mécanique de Lille. L'intérêt d'orienter les recherches vers des corps 3D ([72], [73], [74], [75]) réside dans le fait que de nombreuses études académiques et même applicatives ont montré que pour des écoulements décollés se développant sur corps épais, des phénomènes de bistabilité ou d'intermittence entre deux configurations stables ont été observés ([76], [77]). Ces phénomènes sont intéressants dans la mesure, où aussi bien fondamentalement parlant qu'en termes applicatifs, une meilleure connaissance de leur origine permettrait d'améliorer fortement d'une part la gestion énergétique des moyens de transport et d'autre part d'avancer dans la prise en compte des effets transversaux sur l'apparition d'instabilités et notamment au vu du régime d'écoulement. Il faut également en effet bien garder à l'esprit que le décollement de couche limite est et reste un phénomène par nature fortement instationnaire,



tridimensionnel et multi-échelles ! Une vision stationnaire et bidimensionnelle de ce phénomène s'avère, dans le contexte actuel, trop réductrice et ne permet pas d'appréhender les mécanismes physiques sous-jacents à l'origine du décollement. Un pas supplémentaire a donc dû être franchi en adoptant une gestion dynamique de ce problème en vue de répondre aux besoins industriels sans cesse plus exigeants. Cette approche scientifique, assez récente, ouvre la voie vers des recherches sur les causes physiques de ce phénomène associées à la dynamique particulièrement complexe des structures cohérentes de proche paroi (streaks, streamwise vortices, hairpin vortices, etc...).

La seconde perspective de ces travaux concerne en particulier le contrôle rétroactif d'écoulements décollés, qui est un des objectifs majeurs pour les années à venir. La notion de contrôle rétroactif fait intervenir l'idée de prise d'informations pariétales en vue de pouvoir agir "en connaissance de cause" sur l'écoulement décollé. Mais, bien que de nombreux travaux aient été réalisés sur le sujet, certaines questions restent sans réponse :

- Le contrôle d'écoulement est classiquement réalisé de façon empirique par l'introduction, en amont d'un décollement, d'une perturbation qui a pour objectif de faire "répondre" les instabilités naturelles, notamment l'ondulation de la couche de cisaillement (de type Kelvin-Helmholtz), mais selon quels mécanismes ?
- Comment conditionner l'information ou les informations pariétales pour un contrôle rétroactif, qui à partir d'une information pariétale (capteur dans la zone décollée), ajuste la réponse en amont de la zone à contrôler ? En d'autres termes, comment à partir d'informations pariétales connaître l'état de la couche cisailée (dans le champ) ?

Pour répondre à ces questions et en vue de savoir si l'information pariétale est suffisamment pertinente pour caractériser l'état de la couche de cisaillement induit par l'écoulement décollé, il est nécessaire de relier ces deux types d'informations. Pour cela nous pouvons envisager une prise d'information synchrone qui soit ensuite analysée par des méthodes d'extraction d'informations dynamiques en vue du conditionnement futur des informations pariétales pour des applications de contrôle d'écoulement. Dans les grandes lignes nous pouvons envisager, comme démarche expérimentale, de faire, de façon synchrone, une acquisition de clichés PIV et de prise d'information sur le frottement pariétal local obtenu par le biais de la méthode électrochimique en vue d'acquérir à la fois, le champ de vitesse instantanée et les fluctuations de frottement pariétal en plusieurs points stratégiques (figure 6.16). Ces acquisitions permettront de faire une reconstruction dynamique stochastique (de type MLSE-Multi linear stochastic estimation) de l'écoulement décollé qui sera par la suite analysé par des méthodes récentes de stabilité (DMD-Dynamic mode decomposition).

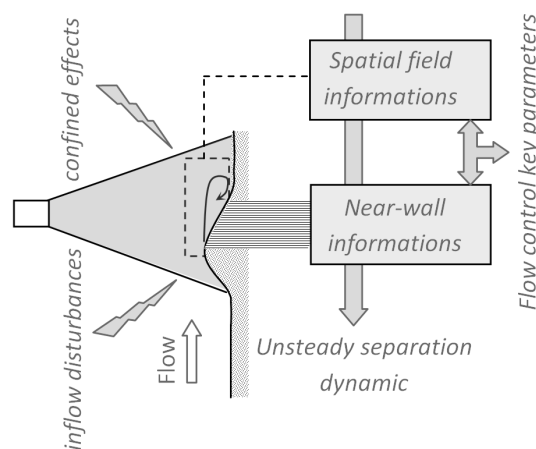


FIGURE 6.16 – Schéma de principe de l'approche expérimentale envisagée dans la continuité de ces travaux de thèse

L'originalité de cette approche expérimentale réside dans l'emploi de méthodes non intrusives capables de caractériser par leur finesse métrologique à la fois les fines structures pariétales et les structures à plus

grande échelle. Des mesures similaires pourraient également être réalisées en configuration de couche limite en soufflerie où l'effet d'échelle permettra de focaliser sur de plus petites zones de l'écoulement décollé et ainsi de caractériser plus aisément les mécanismes d'interaction mis en jeu dans la phase de décollement entre les fines structures de la turbulence et les instabilités à plus grande échelle. Des mesures corrélatoires pression-vitesse et frottement-vitesse peuvent alors être entreprises par le biais d'une batterie de sondes de pression instationnaire (Kulites) et de sondes à film chauds pariétaux. Cette démarche expérimentale en complément de simulations DNS préexistantes semble très prometteuse.

# ■ Bibliographie

- [1] J.-CH. ROBINET, 2013. Instabilities in laminar separation bubbles. *Focus on Fluids, J. Fluid Mech.* **732** 1-4
- [2] F. ALIZARD, S. CHERUBINI et J.-CH. ROBINET, 2011 Sensitivity and optimal forcing response in separated boundary layer flows. *Phys. Fluids.* **21** 064108
- [3] L. PRANDTL, 1904. Über flüssigkeits-bewegung bei sehr kleiner reibung. *3<sup>ème</sup> congrès international des mathématiciens, Heidelberg Teubner, Leipzig*, 484-491
- [4] R.L. SIMPSON, 1989. Turbulent boundary layer separation. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **21** 205-234
- [5] J.A. HOFFMAN, 1981. Effects of free stream turbulence on diffuser performance. *J. Fluids Eng.* **103** 385-392
- [6] S. BOURGOIS, 2006. Etude expérimentale du décollement sur profils d'aile : analyse et contrôle. *Thèse de doct. Université de Poitiers*.
- [7] G. BATCHELOR, 2000. An introduction to fluid dynamics. *Cambridge Univ. Press*.
- [8] M.J. LIGHTHILL, 1963. Introduction. Boundary Layer Theory. *Oxford University Press*.
- [9] D.J. TRITTON, 1988. Physical fluid dynamics. *Oxford University Press*.
- [10] N.J. CHERRY, R. HILLER et M.P. LATOUR, 1984. Unsteady measurements in a separating and reattaching flow. *J. Fluid Mech.* **46** 144-157
- [11] M. KIYA et M. SASAKI, 1985. Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.* **154** 463-491
- [12] H.M. BLACKBURN, D. BARKLEY et S.J. SHERWIN, 2008. Convective instability and transient growth in flow over a backwardfacing step. *J. Fluid Mech.* **603** 271-304
- [13] H.B. SQUIRE et A.D. YOUNG, 1937. Rep. de Mem. Aero. Res. Coun. *London numero 1838*.
- [14] H. LUDWEIG et W. TILLMANN, 1949. Tech. Mem. Nat. Adv. Comm. Aero. *Washington numero 1285*.
- [15] B.S. STRATFORD, 1959 The prediction of separation of the turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.* **5** 1-16
- [16] F.K. MOORE, 1958 On the separation of the unsteady laminar boundary layer. *In Boundary-Layer Research, ed. H.G. Gortler. Springer* **23** 490-499
- [17] N. ROTT, 1956 Unsteady viscous flow in the vicinity of a stagnation point. *Appl. Math.* **13** 444-451
- [18] W. SEARS, 1956 Some recent developments in airfoil theory. *J. Aero. Sci.* **23** 490-499
- [19] M. GAD-EL-HAK et D.M. BUSHNELL, 1991 Separation Control : Review. *J. Fluids Eng.* **113** 5-30
- [20] S. SONG, D.B. DEGRAAFF et J.K. EATON, 2000 Experimental study of a separating, reattaching, and redeveloping flow over a smoothly contoured ramp. *Int. J. Heat and Fluid Flow* **21** 512-519

- [21] W. XIAOHUA et K. SQUIRES, 1998 Numerical investigation of the turbulent boundary layer over a bump. *J. Fluid Mech.* **362** 229-271
- [22] S. SONG et J.K. EATON, 1995 Reynolds number effects on a turbulent boundary layer with separation, reattachment, and recovery. *Exp. Fluids* **36**(2) 246-258
- [23] K.S. KULKARNI et R.J. GOLDSTEIN, 2009 Energy separation in the wake of a cylinder : Effect of Reynolds number and acoustic resonance. *Int. J. Heat and Mass Transfer* **52**(17-18) 3994-4000
- [24] A.E. PERRY et P.N. JOUBERT, 1963 Rough-wall boundary layers in adverse pressure gradients. *J. Fluid Mech.* **17** 193-211
- [25] J.B.R. LOUREIRO, A.S. MONTEIRO, F.T. PINHO et A.P. SILVA FREIRE, 2009 The effect of roughness on separating flow over two-dimensional hills. *Exp. Fluids* **46** 577-596
- [26] S. SONG et J.K. EATON, 2002 The effects of wall roughness on the separated flow over a smoothly contoured ramp. *Exp. Fluids* **33** 38-46
- [27] B. ALLEN et A.R. BROWN, 2002 Large-eddy simulation of turbulent separated flow over rough hills. *Bound. Layer Meteorol.* **102** 177-198
- [28] J.B.R. LOUREIRO, F.T. PINHO et A.P. SILVA FREIRE, 2007 Near wall characterization of the flow over a two-dimensional steep smooth hill. *Exp. Fluids* **42** 441-457
- [29] C. TENAUD, Y. FRAIGNEAU et V. DARU, 2011 Numerical simulation of the turbulent separation reattachment flow around a thick at plate. *Journal of Physics : Conference Series, 13th European Turbulence Conference (Etc13)* **318** 042059
- [30] E. LAMBALAIS, J. SILVESTRIINI et S. LAIZET, 2010 Direct numerical simulation of flow separation behind a rounded leading edge : Study of curvature effects. *Int. J. Heat and Fluid Flow* **31**(3) 241-253
- [31] P. PASSAGGIA, T. LEWEKE et U. EHRENSTEIN, 2012 Transverse instability and low-frequency flapping in incompressible separated boundary layer flows : an experimental study. *J. Fluid Mech.* **730** 363-373
- [32] M. MARQUILLIE et U. EHRENSTEIN, 2003 On the onset of nonlinear oscillations in a separating boundary-layer flow. *J. Fluid Mech.* **490** 169-188
- [33] M. MARQUILLIE, J.-P. LAVAL et R. DOLGANOV, 2008 Direct numerical simulation of separated channel flows with a smooth profile. *J. Turbulence.* **9**, 1-23
- [34] M. MARQUILLIE, U. EHRENSTEIN et J.-P. LAVAL, 2011 Instability of streaks in wall turbulence with adverse pressure gradient. *J. Fluid Mech.* **681** 205-240
- [35] P. HÄGGMARK, A.A. BAKCHINOV et P.H. ALFREDSSON 2000 Experiments on a two-dimensional laminar separation bubble. *Phi T Roy A.* **358**(1777) 3193-3205
- [36] D. BARKLEY, M. GABRIELA, M. GOMES et R.D. HENDERSON, 2002 Three-dimensional instability in flow over a backward-facing step. *J. Fluid Mech.* **473** 167-190
- [37] A.V. DOVGAL, V.V. KOZLOV et A. MICHALKE, 1994 Laminar boundary layer separation :instability and associated phenomena. *Prog. Aerospace Sci.* **30**(1) 61-94
- [38] C.A. SALEEL, A. SHAIJA et S. JAYARAJ, 2013 On Simulation of Backward Facing Step Flow Using Immersed Boundary Method. *American Journal of Fluid Dynamics* **3**(2) 9-19
- [39] H.V. HELMHOLTZ, 1868 On discontinuous movements of fluids. *Phil. Mag.* **36**(4) 337-347
- [40] L. KELVIN, 1871 Hydrokinetic solutions and observations. *Phil. Mag.* **42**(4) 362-377
- [41] S.A. THORPE, 1969 Experiments on the instability of stratified shear flows : immiscible fluids. *J. Fluid Mech.* **39** 25-48
- [42] U. RIST, 2003 Low Reynolds Number Aerodynamics on Aircraft Including Applications in Emerging UAV Technology. *Rhode-Saint-Genese, Belgium.* 24-28 November 2003
- [43] H.P. HORTON, 1968 Laminar Separation Bubbles in Two and Three Dimensional Incompressible Flow. *PhD thesis, Queen Mary College, University of London*

- [44] O. MARXEN, M. LANG et U. RIST, 2012 Discrete linear local eigenmodes in a forced laminar separation bubble. *J. Fluid Mech.* **711** 1-26
- [45] A. THACKER, 2010 Contribution expérimentales à l'analyse stationnaire et instationnaire de l'écoulement à l'arrière d'un corps de faible allongement. *PhD thesis, Laboratoire Prism Université d'Orléans*
- [46] L. CATTAFESTA et M. SHELPLAK, 2009 Control Strategies - Actuators and Sensors. *Lecture Series 2009*. Von-Kármán Institute for FLuids Dynamics, Belgique
- [47] P. MOIN et T. BEWLEY, 1994 Feedback control of turbulence. *Applied Mechanics Rev.* **47(6)** 3-13
- [48] M. PASTOOR, L. HENNING, B. R. NOACK, R. KING et G. TADMOR, 2008 Feedback shear layer control for bluff body drag reduction. *J. Fluid Mech.* **608** 161-196
- [49] P. HUERRE et P.A. MONKEWITZ, 1990 Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows. *Annual Review of J. Fluid Mech.* **22(1)** 473-537
- [50] W.K. LORD, D.G. MACMARTIN et T.G. TILLMAN, 2000 Flow control opportunities in gas turbine engines. *AIAA Paper - Fluids 2000 Conference and Exhibit. Denver*
- [51] S.R. AHMED, G. RAMM et G. FALTIN, 1984 Some Salient Features of the Time-Averaged Ground Vehicle Wake. *Sae-840300*.
- [52] P.G. SPAZZINI, G. IUSO, M. ONORATO, N. ZURLO et G.M. DI CICCIA, 2001 Unsteady behavior of back-facing step flow. *Exp. Fluids* **30** 551-561
- [53] L.-P LAVAL, M. MARQUILLIE et U. EHRENSTEIN, 2012 On the relation between kinetic energy production in adverse-pressure gradient wall turbulence and streak instability. *J. Turbulence* **13** 1-19
- [54] J.M. HAMILTON, J. KIM et F. WALEFFE, 1995 Regeneration mechanisms of near-wall turbulence structures. *J. Fluid Mech.* **287** 317-348
- [55] R.J. ADRIAN, 2007 Hairpin vortex organization in wall turbulence. *Phys. Fluids* **19(4)** 301-317
- [56] F. WALEFFE, 2003 Homotopy of exact coherent structures in plane shear flows. *Phys. Fluids* **15** 1517-1534
- [57] Y. HWANG et C. COSSU, 2011 Self-sustained processes in the logarithmic layer of turbulent channel flows. *Phys. Fluids* **23** 061702
- [58] F. WALEFFE, 1995 Hydrodynamic stability and turbulence : beyond transients to a self-sustaining process. *Stud. in App. Math.* **95** 319-343
- [59] F. WALEFFE, 1998 Three-dimensional states in plane shear flow. *Phys. Rev. Lett.* **81** 4140-4143
- [60] R.L. PANTON, 1997 Self-Sustaining Mechanisms Of Wall Turbulence. *Computational Mechanics Publications, Southampton*
- [61] R.L. PANTON, 2001 Overview of the self-sustaining mechanisms of wall turbulence. *Progress in Aerospace Sciences* **37** 341-383
- [62] Y. HWANG et C. COSSU, 2010 Self-sustained process at large scales in turbulent channel flow. *Phys. Rev. Lett.* **105** 044505
- [63] L. KEIRSBULCK, L. LABRAGA et M. GAD-EL-HAK, 2012 Statistical properties of wall-shear-stress fluctuations in turbulent channel flows. *Int. J. Heat and Fluid Flow* **37** 1-8
- [64] Z. MAO et T.J. HANRATTY, 1991 Analysis of wall shear stress probes in large amplitude unsteady flows. *Int. J. Heat Mass Transfer* **34(1)** 281-290
- [65] L. LABRAGA, B. LAGRAA, A. MAZOUZ et L. KEIRSBULCK, 2002 Propagation of shear-layer structures in the near-wall region of a turbulent boundary layer. *Exp. Fluids* **33** 670-676
- [66] F. FADLA, L. KEIRSBULCK, D. BOUSSEMARY, J.-P. LAVAL et L. LABRAGA, 2013 Caractérisation expérimentale du décollement instationnaire autour d'un obstacle 2D. *21<sup>ème</sup> congrès Français de Mécanique, Bordeaux, 26 au 30 août*
- [67] S.K. ROBINSON, 1991 Coherent motion in the turbulent boundary layer. *Annual Rev. Fluid Mech.* **3** 601-639

- [68] G. FOURRIÉ, L. KEIRSBULCK, L. LABRAGA et P. GILLIÉRON, 2011 Bluff-body drag reduction using a deflector. *Exp. Fluids* **50**(2) 385-395
- [69] P. JOSEPH, X. AMANDOLESE, C. EDOUARD et J.L. AIDER, 2013 Flow control using MEMS pulsed micro-jets on the Ahmed body. *Exp. Fluids* **54**(1) 1-12
- [70] G. FOURRIÉ, L. KEIRSBULCK et L. LABRAGA, 2013 Wall-shear stress characterization of a 3D bluff-body separated flow. *Journal of Fluids and Structures* **42** 55-69
- [71] V. THEOFILIS, S. HEIN et U. DALLMANN, 2000 On the origins of unsteadiness and three dimensionality in a laminar separation bubble. *Proc. R. Soc. London*. **358** 3229-3246
- [72] G. BYUN et R.L. SIMPSON, 2005 Structure of three-dimensional separated flow on an axisymmetric bump. *Aiaa*. 2005-0113
- [73] R.L. SIMPSON, C.H. LONG et G. BYUN, 2002 Study of vortical separation from an axisymmetric hill. *Int. J. Heat and Fluid Flow*. **140** 233-258
- [74] F. TESSICINI, N. LI et M.A. LESCHZINER, 2007 Large eddy simulation of three-dimensional flow around a hill shaped obstruction with a zonal near wall approximation. *Int. J. Heat and Fluid Flow*. **28**(5) 894-908
- [75] C. WANG, Y.J. JANG et M.A. LESCHZINER, 2004 Modelling two- and three-dimensional separation from curved surfaces with anisotropy resolving turbulence closures. *Int. J. Heat and Fluid Flow*. **25** 499-512
- [76] M. GRANDEMANGE, M. GOHLKE et O. CADOT, 2012 Global modes and bistability of the turbulent wake past a three-dimensional blunt body. *9th Euromech Fluid Mechanics Conference, Université de Rome, Tor Vergata, Italy, 9-13 September*
- [77] B. HERRY, L. KEIRSBULCK, L. LABRAGA et J.B. PAQUET, 2011 Flow Bistability Downstream of Three-Dimensional Double Backward Facing Steps at Zero-Degree Sideslip. *Journal of Fluids Engineering* **133**(5)
- [78] B.DEAN, 1978 Reynolds number dependence of skin friction and other bulk flow variables in two-dimensional rectangular duct flow. *Asme J. Fluid Eng* **215** 100
- [79] E. BOUJO et F. GALLAIRE, 2011 Etude expérimentale de l'écoulement derrière une bosse. *Congrès Français de Mécanique, Besançon*.
- [80] M.J. RUDD, 1969 A new theoretical model for the laser Dopplermeter. *J. Phys. E* **2** 55
- [81] C.E. WILLERT et M. GHARIB, 1991 Digital particle image velocimetry. *Exp. Fluids* **10** 181-193
- [82] A.K. PRASAD, R.J. ADRIAN, C.C. LANDRETH et P.W. OFFUTT, 1992 Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Exp. Fluids* **13**(2) 105-116
- [83] D. KIM et G. GHARIB, 2011 Flexibility effects on vortex formation of translating plates. *J. Fluid Mech.* **677** 255-271
- [84] L. COUCH et P. KRUEGER, 2011 Experimental investigation of vortex rings impinging on inclined surfaces. *Exp. Fluids*.
- [85] E. WOLF, C.J. KAEHLER, D.R. TROOLIN, C. KYKAL et W. LAI, 2010 Time-resolved volumetric particle tracking velocimetry of large-scale vortex structures from the reattachment region of a laminar separation bubble to the wake. *Exp. Fluids*. **50**(4) 977-988
- [86] F. PEREIRA, H. STUER, E. GRAFF et M. GHARIB, 2006 Two-frame 3D particle tracking. *Meas. Sci. Technol* **17** 1680-1692
- [87] L.P. REISS et T.J. HANRATTY, 1962 Measurement of instantaneous rates of mass transfer to a small sink on a wall. *AIChE Journal* **8**(2) 245-247
- [88] W. NERNST, 1904 Theorie der Reaktionsgeschwindigkeit in heterogenen Systemen. *Z. phys. Chem* **47** 52-55
- [89] V. SOBOLIK, O. WEIN et J. CERAK, 1987 Simultaneous measurement of film thickness and wall shear stress in wavy flow of non-newtonian liquids. *Collection of Czechoslovak Chemical Communications* **52** 913-928

- [90] Z. MAO et J.T. HANRATTY, 1991 Analysis of wall shear stress probes in large amplitude unsteady flows. *Int. J. Heat Mass Transfer* **34** 281-290
- [91] F. REHIMI, F. ALOUI, S. BEN NASRALLAH, L. DOUBLIEZ et J. LEGRAND, 2006 Inverse method for electrodiffusional diagnostics of flows. *Int. J. Heat Mass Transfer* **49** 1242-1254
- [92] A.K.M.F. HUSSAIN, 1986 Coherent structures and turbulence. *J. Fluid Mech* **173** 303-356
- [93] J.C.R. HUNT, A.A. WRAY et P. MOIN, 1988 Eddies, Streams, and Convergence Zones in Turbulent Flows. *Centre for Turbulence Research CTRS88* 193
- [94] L. GRAFITEAUX, M. MICHARD et N. GROSJEAN, 2001 Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Meas. Sci. Technol* **12** 1422-1429
- [95] K. KARHUNEN, 1946 Zur spektral theorie stochasticher prozesse. *Ann. Acad. Sci. Fennicae Ser. A1* **34**
- [96] M. LOÈVE, 1955 Probability Theory. *Van Nostrand*
- [97] H. HOTELLING, 1933 Analysis of a complex statistical variables into principal components. *Journal of Educational Psychology* **24** 417-441
- [98] F. RIESZ et B.S. NAGY 1955 Functionnal Analysis. *Ungar, N.Y.*
- [99] J. LIN, Z. YU et X. SHAO, 2004 Coherent structures in the mixing layers of a non-newtonian fluid. *J. of Turbulence* **5(39)**
- [100] L.A. SCHIAVO, A.B. JESUS, W.R. WOLF et J.L. AZEVEDO, 2013 A study of turbulent flows in 2D channels using large eddy simulations. *22nd International Congress of Mechanical Engineering, November 3-7, Brazil*
- [101] M. FISCHER, J. JOVANOVIĆ et F. DURST, 2001 Reynolds number effets in the near-wall region of turbulent channel flows. *Phys. Fluids* **13(6)** 1755-1763
- [102] V.C. PATEL, 1965 Calibration of the Preston tube and limitations on its use in pressure gradients. *J. Fluid Mech.* **23** 185-196
- [103] G. HEINZEL, A. RÜDIGER, R. SCHILLING et T. HANNOVER, 2002 Spectrum and spectral density estimation by the discrete fourier transform, including a comprehensive list of window functions and some new flat-top windows. *Max Plank Institute* 12-122
- [104] P.A. KROGSTAD, J.H. HASPERSEN et S. RIMESTAD, 1998 Convection velocities in a turbulent boundary layer. *Phys. Fluids* **10** 949-957
- [105] J.L. LUMLEY, 1967 The structure of inhomogeneous turbulent flows. *In Atmospheric Turbulence abd Radio Wave Propagation* ed. A.m. Yaglom, V.i. Tatarski, Nakua, Moscow **23** 166-178
- [106] D. CHUNG et B.J. MCKEON, 2010 Large-eddy simulation of large-scale structures in long channel flow. *J. Fluid Mech.* **66** 341-364
- [107] L. SIROVICH, 1987 Turbulence and the dynamics of coherent structures, Part I,II,III. *Quaterly of Applied Mathematics* **45(3)** 561-590
- [108] C.D. WINANT et F.K. BROWAND, 1974 Vortex pairing : the mecanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **63** 237-255
- [109] G.L. BROWN et A. BROWAND, 1974 On density effects and large structure in turbulent mixing layer. *J. Fluid Mech.* **64** 775-816
- [110] L.-S. HUANG et C.M HO, 1990 Small-scale transition in a plane mixing layer. *J. Fluid Mech.* **210** 90-133
- [111] L.P. BERNAL et A. ROSHKO, 1986 Streamwise vortex structure in plane mixing layer. *J. Fluid Mech.* **170** 499-512
- [112] V. THEOFILIS, 2000 Globally unstable flows in open cavities. *AIAA paper* 1965-2000



- [113] C. BRAUD, 2003 Etude de la dynamique d'un écoulement à cisaillement croisé : interaction couche de mélange-sillage. *Thèse de doctorat, Poitiers*
- [114] L.M. HUDY, A. NAGUIB et W.M. HUMPHREYS, 2007 Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements. *Phys. Fluids* **19** 024103
- [115] J.M. CHOMAZ, 05 Global instabilities in spatially developing flows : non-normality and non linearity. *Annu. Rev. Fluid Mech.* **37** 357-392
- [116] F. ALIZARD, J.-CH. ROBINET et F. GUIHO, 2013 Transient growth in a right-angled streamwise corner. *European Journal Mechanics B/ Fluids* **37** 99-111
- [117] M. PROVANSAL, 1987 Benard-von Kármán instability : transient and forced regimes. *J. Phys. Lett.* **45**
- [118] W. VAN SAARLOOS, 2003 Front propagation into unstable states. *Physical Reports* **29**
- [119] P. LE GAL et V. CROQUETTE, 2000 Visualization of the space-time impulse response of the subcritical wake of a cylinder. *Physical Review E* **62**
- [120] C. WILLIAMSON, 1989 Oblique and parallel modes of vortex shedding in the wake of a circular cylinder at low reynolds numbers. *J. Fluid Mech.* **206**
- [121] U. DALLMANN et G. SCHEWE, 1987 On topological changes of separating flow structures at transition Reynolds numbers. *Aiaa J.* **87** 1266
- [122] L. BRANDT, 2007 Numerical studies of the instability and breakdown of a boundary-layer low-speed streak. *European J. Mechanics B/Fluids* **26** 64-82
- [123] S.L. SPEDDING et G.R. YANG, 2013 Separation Control by External Acoustic Excitation at Low Reynolds Numbers. *Aiaa J.* **51**(6) 1506-1515
- [124] B. PIERCE, P. MOIN et T. SAYADI, 2013 Application of vortex identification schemes to direct numerical simulation data of a transitional boundary layer. *Phys. Fluids* **25** 015102
- [125] S. PIROZZOLI, 2012 On the size of the energy-containing eddies in the outer turbulent wall layer. *J. Fluid Mech.* doi :10.1017/jfm.2012.204
- [126] S. HERPIN, M. STANISLAS, J-M. FOUCAUT et S. COUDERT, 2013 Influence of the Reynolds number on the vortical structures in the logarithmic region of turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.* **716** 5-50
- [127] J. CARLIER et M. STANISLAS, 2013 Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry. *J. Fluid Mech.* **535** 143-188



## ■ Production scientifique

### Liste des conférences et exposés

1. Congrès international :

F. FADLA, L. KEIRSBULCK, F. ALOUI AND J-P LAVAL, “*Experimental characterization of the separate flow induced by a wall-mounted bump*”, Proceedings of the ASME August 3-7, 2014, Chicago, Illinois, USA.

2. Congrès national :

F. FADLA, L. KEIRSBULCK, J.-P. LAVAL ET L. LABRAGA, “*Caractérisation expérimentale du décollement instationnaire autour d’un obstacle 2d*”. CFM 2013 [66]

3. Participation au Gdr 2502 “Contrôle des décollements” :

F. FADLA, “*Experimental study of flow separation*”, 2013 [<http://www.univ-orleans.fr/GDR2502>]

## Essais préliminaires en configuration de couche limite

Des essais préliminaires à notre étude en canal plan ont été réalisés en début de thèse en vue de mettre en évidence les phénomènes instables induits par un décollement liés à un gradient de pression adverse en configuration de couche limite. L'optique principale de la thèse consistant à étudier les effets Reynolds sur le décollement et également sur les instabilités associés à celui-ci et mise en évidence par [Passaggia et al. \[31\]](#) pour de bas nombres de Reynolds, des essais préliminaires dont l'objectif était de reproduire et observer la persistance du décollement et des instabilités induites pour de plus hauts nombres de Reynolds ont donc été entrepris. Cette annexe présente brièvement les quelques résultats significatifs qui nous ont incité à poursuivre par la suite certes sur une autre configuration, nos investigations. Pour cela nous avons opté pour des essais préliminaires en soufflerie (grande soufflerie de TEMPO) où les échelles importantes permettaient de visualiser clairement les décollements. La configuration d'essai ([FIGURE B.1](#)) nous a permis d'étudier l'évolution du décollement induit par un obstacle 2D de hauteur  $h$  (identique à l'échelle près - éch 1 :20) à celui utilisé dans la thèse en configuration canal plan) en fonction du nombre de Reynolds  $Re_\delta$ . Nous souhaitions dans le cadre de ces premiers essais obtenir des informations sur la zone décollée, mais également sur les techniques de mesures à déployer en vue de caractériser au mieux la dynamique fortement instationnaire de l'écoulement décollé. Dans l'optique de cette première approche, des essais de Piv non résolue en temps ont été réalisés en vue d'avoir une idée de l'étendue moyenne de la zone décollée ainsi que des mesures LDV permettant d'extraire les fréquences émergentes des contenus spectraux.

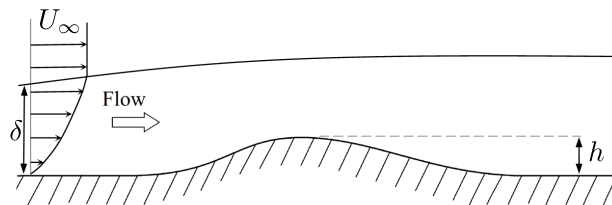
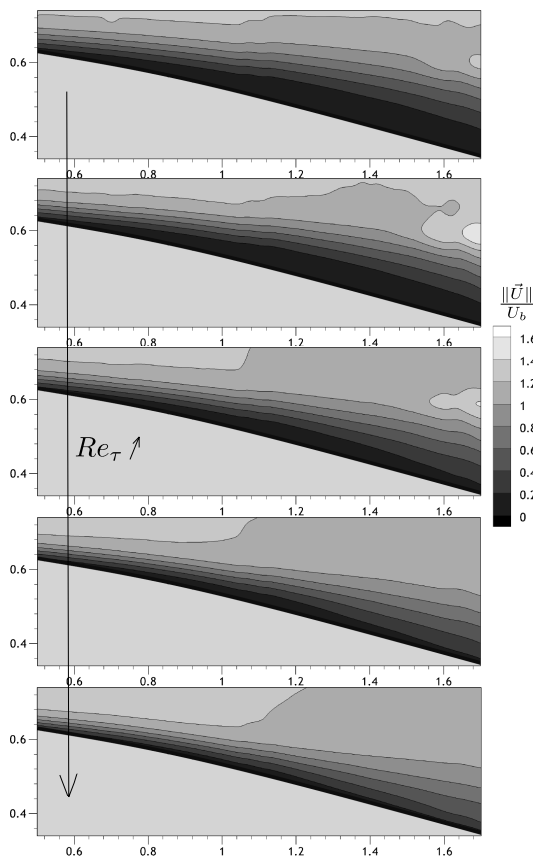


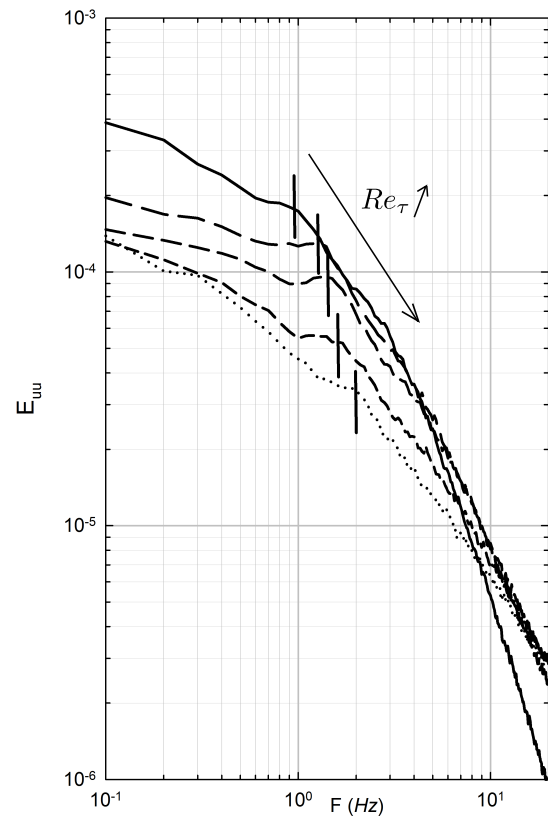
FIGURE B.1 – Configuration d'essai de couche limite (Soufflerie).

L'analyse des champs de vitesse a permis de mettre en évidence, de façon qualitative, la réduction du bulbe décollé à mesure que le nombre de Reynolds augmente, comme illustré sur la [FIGURE B.2a](#). Les spectres de vitesse ont permis la mise en évidence d'émergences associées aux instabilités induites par le décollement ([FIGURE B.2b](#)). Ces résultats mettent en évidence la persistance des phénomènes instationnaires pour des nombres de Reynolds turbulents. Cela suggère que lorsque les effets inertiels

deviennent prépondérants, le décollement ainsi que les phénomènes instationnaires associés persistent et ils ont aussi tendance à réduire l'étendue du décollement.



(a) Évolution du décollement en fonction du nombre de Reynolds (système de coordonnées comparable à celui utilisé en configuration canal plan).



(b) Émergence spectrale en fonction du nombre de Reynolds

FIGURE B.2 – Résultats qualitatifs de faisabilité réalisés en soufflerie.

Cette configuration d'essai, bien que très intéressante pour de multiples raisons, présente néanmoins le désavantage de comporter un paramètre supplémentaire qu'est l'épaisseur de couche limite  $\delta$  par rapport à une configuration de type canal plan de hauteur  $H$  fixe. De plus la configuration en canal plan présente l'avantage d'être bien documentée numériquement parlant dans la littérature. C'est en partie pour cette raison que nous avons opté pour une configuration de type canal plan dans le cadre de la thèse.

# I Décomposition des fluctuations de frottement à la paroi

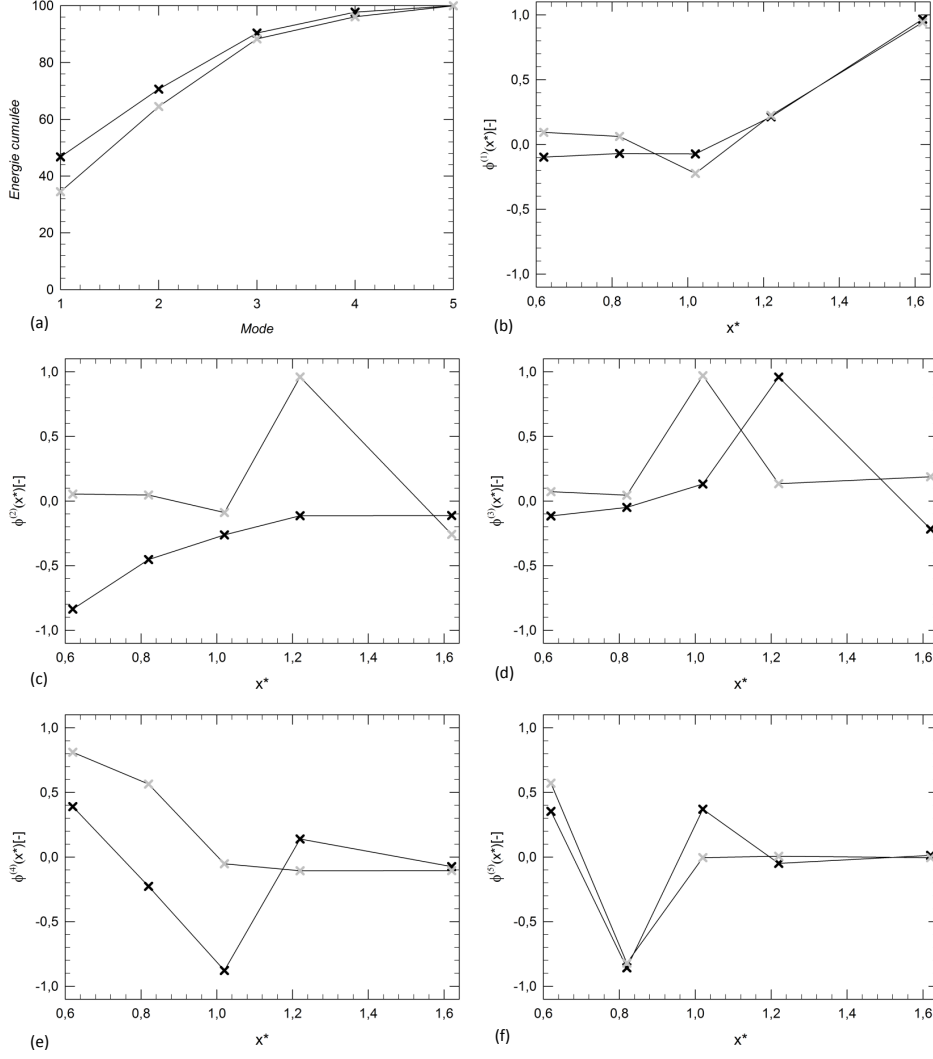
## C.1 Analyse modale des fluctuations de frottement à la paroi

Pour compléter l'analyse des champs de vitesse par POD effectuée au chapitre 5 (§5.2.3), nous avons fait une tentative de décomposition modale sur notre base de données de frottement pariétal prises de façon synchrone. Pour cela nous nous proposons de décomposer les spectres de fluctuations de frottement également par le biais de la POD selon la méthode exposée par [Hudy et al.](#) [114] et reprise dans les travaux de [Thacker](#) [45] sur les corps épais. Les mesures instationnaires de frottement le long de l'obstacle dans la zone décollée, effectuées de façon synchrone, permettent, de la même façon que pour les champs de vitesse, de faire aussi une analyse des modes spatiaux à la différence près que nous disposons cette fois d'une distribution spatiale peu étoffée ([FIGURE C.1](#)), mais dont le contenu temporel est suffisant pour effectuer une analyse spectrale quantitative. La décomposition en modes propres orthogonaux de l'ensemble des profils instantanés de frottement permet alors d'extraire les distributions de fluctuations de frottement les plus représentatives du niveau de fluctuation globale moyen dans la zone physique restreinte analysée. La décomposition en modes propres permet d'exprimer chaque distribution instantanée de frottement  $\tau(x^\star, t)$  de la manière suivante :

$$\tau(x^\star, t) = \bar{\tau}(x^\star) + \tau'(x^\star, t) = \frac{1}{T} \int_0^T \tau(x^\star, t) dt + \sum_{i=1}^{N_x} a^{(i)}(t) \Phi_{\tau'}^{(i)}(x^\star)$$

Où  $\bar{\tau}(x^\star)$  représente la moyenne temporelle de la distribution de frottement pariétale, et  $\tau'(x^\star)$  la distribution de fluctuation de frottement pariétal.

La fonction spatiale  $\Phi_{\tau'}^{(i)}(x^\star)$  correspond à la fonction propre associée au mode  $i$ , solution du problème aux valeurs propres de l'équation de Fredholm. La fonction temporelle  $a_{\tau'}^{(i)}(t)$  correspond au coefficient modal associé au mode  $i$ , et au profil de frottement pariétal instantané considéré. Ces derniers ont l'unité d'une contrainte (c-à-d le Pa).  $N_x$  ( $= 5$ ) est le nombre total de modes POD correspondant au nombre de positions de mesure. La [FIGURE C.1a](#) présente la contribution énergétique de chaque mode cumulée, comme présenté dans le cas de l'analyse des champs de vitesse, pour  $Re_\tau = 125$  et  $375$ . La contribution énergétique du  $i^{\text{ème}}$  mode correspond dans ce cas à  $\lambda_i / (\sum_{j=1}^{N_x} \lambda_j)$ , où  $\lambda_i$  correspond à la valeur propre associée au mode  $i$ . La [FIGURE C.1a](#) montre que le premier mode contribue à hauteur de 35 à 50% à l'énergie totale selon le nombre Kármán considéré, le deuxième mode représente environ 25%, et le cinquième et dernier mode ne

FIGURE C.1 – Énergie cumulée et modes POD pour  $Re_\tau = 125$  (croix noires) et 375 (croix grises).

représente alors que 5% de l'énergie totale. Au premier mode correspond le contenu le plus énergétique de l'ensemble des fluctuations de frottement mesurées aux différentes positions.

Les cinq modes obtenus sont représentés sur les FIGURES C.1b à C.1f. On remarque de prime abord que l'évolution des fonctions propres est relativement différente pour les deux nombres de Kármán analysés. Ce comportement est différent de celui observé dans le cas de l'analyse des champs de vitesse où les fonctions propres avaient une évolution cohérente lors de la montée en régime. Nous avons attribué cette différence au fait que pour le plus faible nombre de Kármán ( $Re_\tau = 125$ ), les positions physiques analysées ( $0.24 < x/L_R < 0.51$ ) sont incluses dans le bulbe décollé contrairement au second nombre de Kármán ( $Re_\tau = 375$ ), pour lequel certaines positions physiques sont en dehors du bulbe décollé ( $0.60 < x/L_R < 1.27$ ). Dans ce cas le comportement dynamique diffère et donc la décomposition POD ne retranscrit plus la physique du décollement. Comme le second nombre de Reynolds n'est pas représentatif, nous n'allons faire une analyse modale détaillée que pour  $Re_\tau = 125$ .

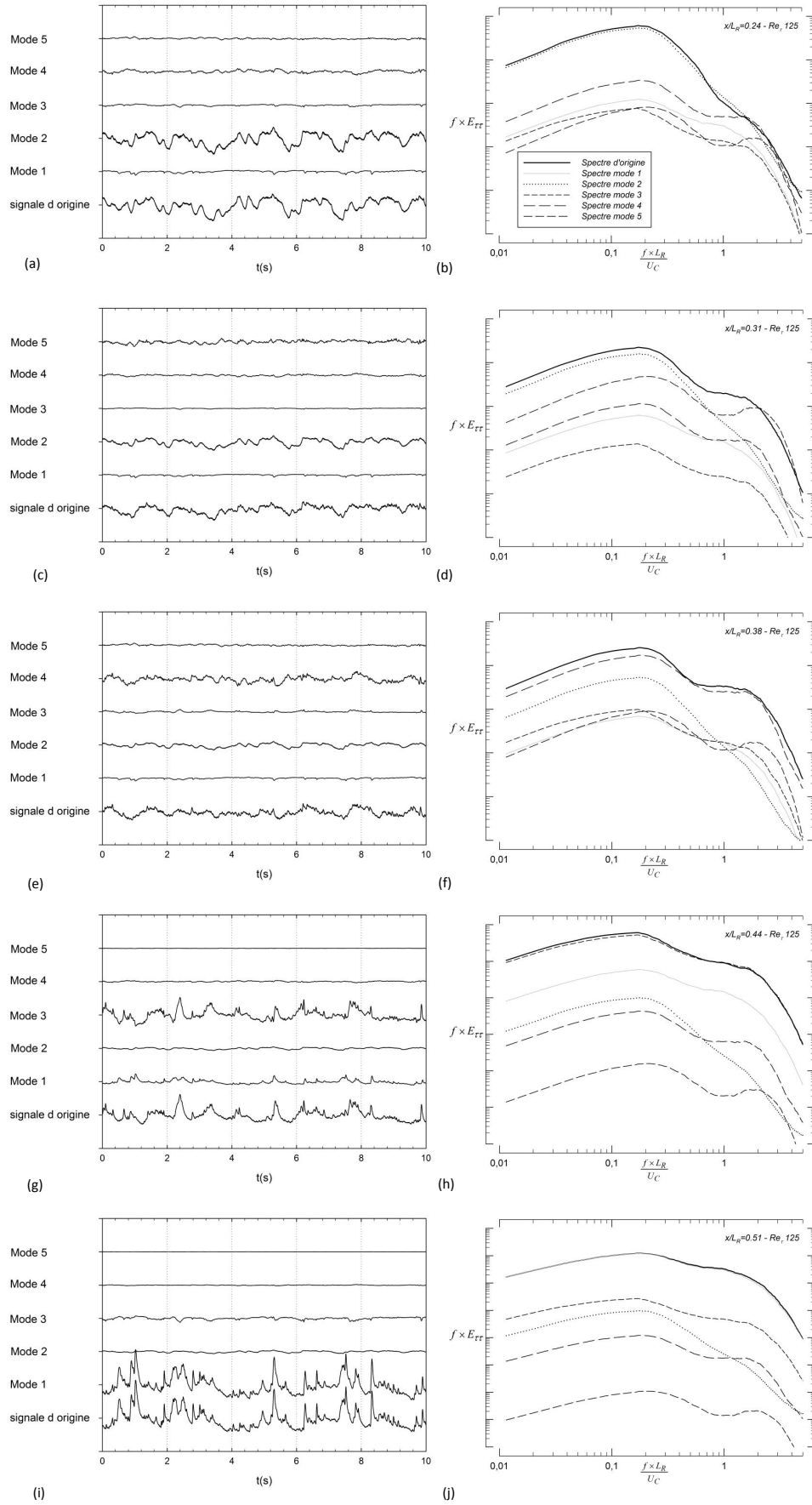


FIGURE C.2 – Reconstruction POD des fluctuations de frottement mesurées sur les 5 positions : (a) Reconstruction par modes de manière indépendante par voie ; (b) Densité spectrale de puissance prémultipliée pour les cinq modes ainsi que pour le signal d'origine par voie pour  $Re_\tau = 125$ .

La philosophie d'analyse dans cette configuration est de séparer les fluctuations de frottement associées à l'activité basse fréquence de celles associées à l'activité haute fréquence comme nous l'avons fait pour les champs de fluctuation de vitesse. L'intérêt est alors de déterminer les modes associés à chaque phénomène en séparant ainsi les deux groupes d'instabilités. Dans cette perspective, nous proposons d'étudier les spectres des fluctuations de frottement associées à chaque mode POD. Ainsi en chacune des cinq positions de mesure  $x^*$ , nous reconstruisons les cinq séries temporelles de fluctuations de frottement associées à chacun des cinq modes POD. Les cinq spectres obtenus à partir de ces séries temporelles sont ensuite comparées au spectre du signal d'origine, permettant d'extraire la contribution de chacun des modes aux activités basse fréquence et haute fréquence. Pour  $Re_\tau = 125$ , la [FIGURE C.2](#) (colonne de gauche) montre comment se répartissent les fluctuations de frottement mesurées sur la sonde 1 ( $x^* = 0.72$ ) en fonction des différents modes POD et présente les fluctuations associées à chacun des modes de manière indépendante. La colonne de droite de cette même figure représente les spectres associés.

On remarque que les fluctuations associées aux modes sont toutes plus ou moins représentatives du signal d'origine. Cependant les modes 1, 2 et 3 sont plus particulièrement associés aux fluctuations périodiques de l'instationnarité basse fréquence, tandis que les modes 4 et 5 s'associent à des fluctuations hautes fréquences et de faible amplitude.

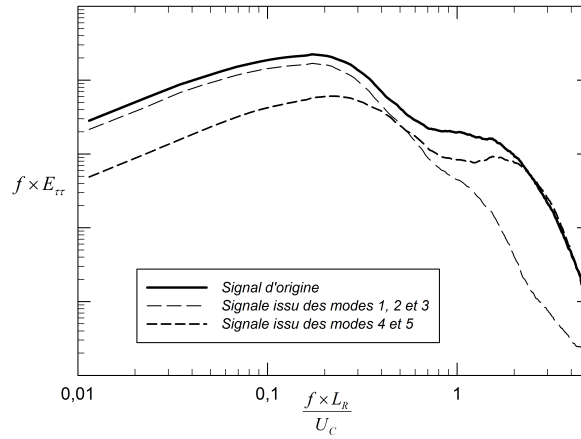


FIGURE C.3 – Décomposition spectrale des hautes et basses fréquences. P.S.D prémultiplié des fluctuations de frottement pour la sonde 2 à  $Re_\tau = 125$

Pour souligner la décomposition spectrale, les densités spectrales de puissance des fluctuations de frottement associées aux modes 1, 2 et 3 ainsi que celles associées au modes 4 et 5 peuvent être comparées aux signaux d'origine. A titre d'exemple les décompositions spectrales sont reportées sur les [FIGURES C.3](#) pour le nombre de Kármán de  $Re_\tau = 125$ . On remarque ici clairement qu'il est possible de décomposer les contenus spectraux (phénomène de battement et lâcher tourbillonnaire) quand le champ d'observable utilisé est bien représentatif des phénomènes à décrire.

D'une façon générale la décomposition POD des fluctuations de frottement pariétal complète l'analyse des champs de fluctuation de vitesse et permet d'associer des modes physiques à un contenu fréquentiel typique. Cependant, une réserve est tout de même à émettre sur la validité de ces conclusions. En effet le faible nombre de positions spatiales utilisé ici ne paraît pas suffisant pour être représentatif et pour trancher sur la séparation d'échelles. Cela explique le fait que cette analyse a été reportée en annexe dans le sens où une séparation modale peut être faite, mais pas de façon optimale.

## C.2 Décomposition des fluctuations de frottement à la paroi par ondelettes

En vue de conclure sur la possibilité d'extraire, ou plutôt de séparer les différentes contributions associées aux phénomènes identifiés de battement (flapping) et de détachement tourbillonnaire (shedding), une analyse temps fréquence a également été réalisée (FIGURE C.4). Cette dernière montre la possibilité de séparer ces différentes contributions par un autre biais que l'analyse modale précédente et ouvre une perspective intéressante d'étude des phénomènes instationnaires. En effet les mesures synchrones envisagées en perspectives de ce travail semblent très prometteuses en vue du contrôle réactif du décollement sur ce type de configuration.

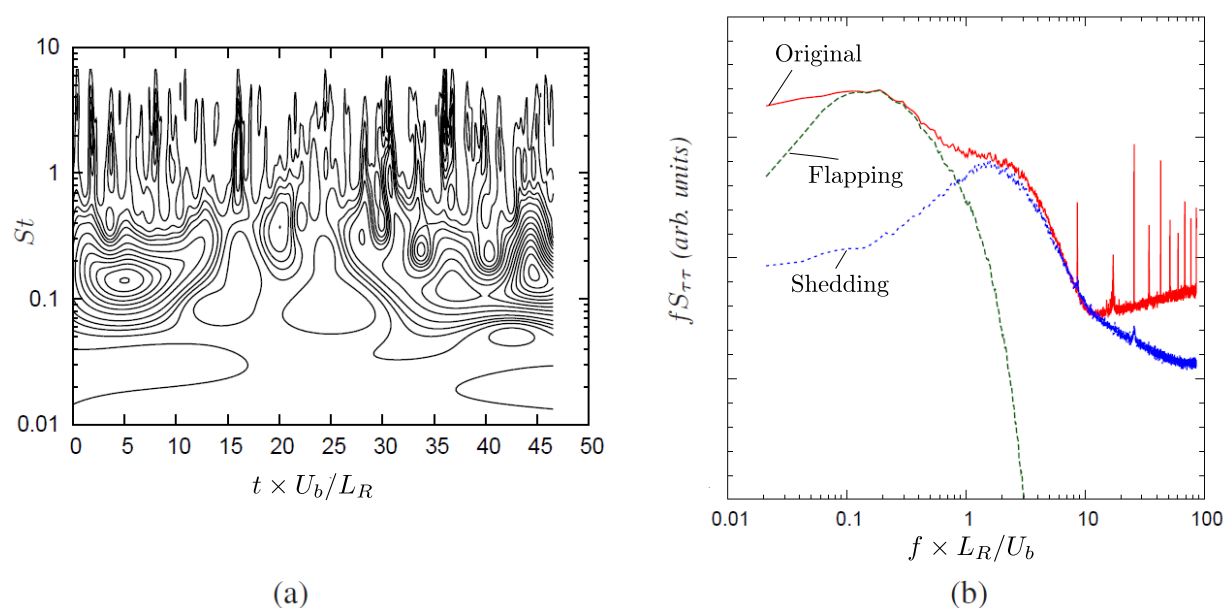


FIGURE C.4 – (a) Spectre d'ondelettes d'un signal fluctuant de frottement, (b) Spectres prémultipliés filtrés par niveau d'ondelettes et seuillage du résidu montrant la possibilité de séparer les modes de battement et d'échappement tourbillonnaire contenus dans les signaux pariétaux de frottement.



# CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DE LA DYNAMIQUE DU DÉCOLLEMENT DE COUCHE LIMITE INDUIT PAR UN GRADIENT DE PRESSION ADVERSE ET UN EFFET DE COURBURE

## Résumé :

Ces travaux de recherche portent sur la caractérisation des phénomènes instationnaires associés aux écoulements décollés induits à la fois par un gradient de pression adverse et un effet de courbure. Ce type de décollement est très couramment rencontré, en particulier dans le secteur des transports. Cette étude repose sur une approche purement expérimentale réalisée en canal hydrodynamique à l'aide de techniques de mesure non intrusives permettant de ne pas dénaturer la dynamique très sensible du phénomène de décollement de couche limite. Le décollement est, dans notre cas de figure, provoqué par un obstacle 2D ne présentant pas de rupture de pente. Le régime d'écoulement étudié est principalement turbulent et la gamme des nombres de Kármán analysée s'étale de 60 à 730. L'objectif principal de cette étude est d'évaluer les effets Reynolds sur l'étendue et l'existence même du phénomène de décollement de couche limite, mais également sur la dynamique des instabilités, identifiées à plus bas régime dans la littérature. Les mesures effectuées dans le cadre de ces travaux ont tout d'abord permis de constituer une base de données expérimentale étoffée, et d'établir que le décollement de couche limite ainsi que les instabilités induites par celui-ci, identifiées en régime laminaire, persistent à plus haut nombre de Kármán. Les fréquences associées aux instabilités ont également été identifiées ainsi que les paramètres caractéristiques pilotant leur dynamique. La dynamique spatio-temporelle de ces instabilités et en particulier celle du phénomène de battement du bulbe décollé a été détaillée notamment par le biais d'une analyse stochastique. Finalement, la répartition relativement étendue des grandes échelles tourbillonnaires associées aux mécanismes instables (soulignée notamment par leur émergence spectrale large bande) a également été mise en évidence, ainsi que certains phénomènes dynamiques secondaires. L'ensemble de ces résultats et en particulier l'identification des paramètres clés pilotant la dynamique du décollement de la couche limite s'avèreront très utiles en vue de concevoir par la suite des modèles simplifiés reproduisant le plus fidèlement possible la dynamique des décollements afin de mieux pouvoir les contrôler.

**Mots clés :** *Décollement de couche limite, gradient de pression adverse, instabilités.*

---

## Abstract:

These investigations concern the characterization of unsteady phenomena associated to the boundary layer separation induced by both an adverse pressure gradient and a curvature effects. This kind of separation is very usual, particularly in the transport field. This study, essentially based on an experimental approach, is carried out in an hydrodynamic channel using non intrusive measurement techniques. They respect the very sensitive dynamics of the boundary layer separation phenomenon. The separation is, in our case, induced by a 2D obstacle without sharp corner. The studied flow regime is mainly turbulent and the analyzed Kármán number ranges from 60 to 730. The main aim of this study is to estimate the Reynolds number effects on the boundary layer separation length and even on the existence of such phenomenon, but also on the instabilities dynamics, identified in the literature especially for laminar flow regime. The measurements made within the framework of these works allowed, first to built a large experimental database, and secondly to establish that the boundary layer separation and also the associate instabilities, identified for laminar flow, persist even for higher Kármán number. The frequencies associated to the instabilities phenomena have been also identified as well as the characteristic parameters driving their dynamics. The instabilities space-time dynamic, in particular those of the flapping phenomenon were detailed using stochastic analysis. Finally, the large scales distribution associated with the unstable mechanisms (underlined by their spectral broadband frequency range) were also highlighted, as well as others secondary dynamic phenomena. All these results, especially the identification of the key parameters driving the boundary layer separation, will turn out very useful to design afterward simplified models reproducing as faithfully as possible the separation dynamics and to be able to control them better.

**Keywords:** *Boundary layer separation, adverse pressure gradient, instabilities.*

---